



Festigkeits– und Schädigungsverhalten von Magnesiumfeinblech in experimenteller und numerischer Simulation

Von der Fakultät für Werkstoffwissenschaft und Werkstofftechnologie
der Technischen Universität Bergakademie Freiberg

genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt

von M. Sc. Thorsten Henseler
geboren am 08. Juni 1990 in Windhoek, Namibia

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Prah, Freiberg
Prof. Dr.-Ing. Dierk Raabe, Düsseldorf

Tag der Verleihung: 03. April 2020

Vorwort und Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Metallformung der Technischen Universität Bergakademie Freiberg.

In erster Instanz gilt mein Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. Ulrich Prahl, Leiter des Instituts für Metallformung, Ordinarius der Umformtechnik und mein Doktorvater, für die Bereitstellung des Themas, für die Unterstützung und das entgegengebrachte Vertrauen während meiner Promotion, was zur Entstehung dieser Arbeit führte. Für die Möglichkeit am IMF zu arbeiten, danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Prof. E. h. mult. Rudolf Kawalla. Des Weiteren danke ich für die Finanzierung meiner Personalstelle den Europäischen Fonds für regionale Entwicklung (EFRE) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG 396576920).

Ein herausragender Dank für den enormen fachlichen Input gebührt Frau Dr.-Ing. Madlen Ullmann. Die ständige Diskussionsbereitschaft, das besondere Interesse an meiner Arbeit und die kritische Durchsicht dieses Manuskripts haben mir sehr geholfen.

Des Weiteren möchte ich mich bei den Mitarbeitern des Instituts für Metallformung bedanken, insbesondere bei Herrn Heiko Winderlich, Frau Manuela Egel und Herrn Florian Patzig, für die Unterstützung bei der Durchführung der Versuche. Ein großer Dank gilt meinen Kollegen aus der Arbeitsgruppe Leichtmetalle, die in zahlreichen und anregenden Diskussionen zur Gestaltung dieser Arbeit beigetragen haben. Für das stets freundliche Arbeitsklima möchte ich mich an dieser Stelle auch erkenntlich zeigen.

Ich möchte mich für die Förderung und Unterstützung im Rahmen des Federmann-Stipendiums bei Federmann Enterprises Ltd. und der Freiburger Compound Materials GmbH bedanken. Die Förderung ermöglichte die Erarbeitung wichtiger Ergebnisse im Labor von Prof. Shmulik Osovski am Technion in Haifa, wem ich auch danken möchte für das Vertrauen seine Laborgeräte nutzen zu dürfen.

Abschließend bedanke ich mich herzlich bei meiner Familie und meinen Freunden für ihre Unterstützung. Darüber hinaus gilt mein größter Dank Josephine, für die permanente Ermutigung während der Anfertigung dieser Arbeit. Danke!

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie bei der Herstellung des Manuskripts habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten:

- Dr.-Ing. Madlen Ullmann (Auswertung AG100, BTA, BUP600, *in situ* Versuche, EBSD)
- Prof. Shmulik Osovski (Auswertung *in situ* Versuche, EBSD)
- Heiko Winderlich (Versuchsdurchführung AG100, BUP600, BTA)
- Manuela Egel (Fließkurvenauswertung)
- Florian Patzig (Versuchsdurchführung Schichtstauchversuche)
- M. Sc. Robert Koch (Versuchsdurchführung und Auswertung BTA)
- Katharina Dressler (Versuchsdurchführung und Auswertung BTA)

Weitere Personen waren an der Abfassung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Die Hilfe eines Promotionsberaters habe ich nicht in Anspruch genommen. Weitere Personen haben von mir keine geldwerten Leistungen für Arbeiten erhalten, die nicht als solche kenntlich gemacht worden sind. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Thorsten Henseler

Abstract

Erstmalig wird das Forschungsziel, für Magnesiumfeinblech einen experimentell validierten, gefüge- und mechanismenbasierten Parametersatz für die numerische Verformungs- und Schädigungssimulation unter Berücksichtigung der anisotropen Verfestigung zu ermitteln, erreicht. Damit wird dem ansteigenden Bedarf anwendungsrelevanter Werkstoffmodelle für die Entwicklung von Mg-Blechbauteilen entgegengekommen. Besonders die Formulierung von gekoppelten Schädigungsmodellen scheitert bis jetzt an der lückenhaften experimentellen Ermittlung von Schädigungsparametern. Daher sieht die vorliegende Arbeit vor, ein numerisches Modell für die Anwendung in der FEM-Simulation zur Verfügung zu stellen. Es wurden speziell für Feinblech relevante Charakterisierungsmethoden für die Parametrisierung eines gekoppelten Schädigungsmodells unter Berücksichtigung der Orthotropie eingesetzt. Die Anwendung erfolgte anhand von 1,0 mm dünnem AZ31 Feinblech eines über das Gießwalzverfahren mit anschließendem Warmwalzprozess hergestellten Coils.

For the first time the research goal of determining an experimentally validated, microstructure- and mechanism-based parameter set for the numerical deformation and damage simulation under consideration of anisotropic hardening has been achieved for magnesium thin sheet. This will meet the increasing demand for application-relevant material models for the development of Mg sheet metal components. In particular, the formulation of coupled damage models has so far failed due to the incomplete experimental determination of damage parameters. Therefore, the present thesis provides a numerical model for the application in FEM simulation. Characterization methods relevant for thin sheet metal were used for the parameterization of a coupled damage model under consideration of the orthotropy. The application was based on 1.0 mm thin AZ31 sheet metal of a coil produced by the twin-roll casting process with subsequent hot-rolling process.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Grundlagen und Stand der Forschung.....	3
2.1	Magnesium und seine Legierungen.....	3
2.2	Mikromechanische Mechanismen der Umformung	5
2.2.1	Kristallographische Gleitung	5
2.2.2	Mechanische Zwillingsbildung.....	9
2.2.3	Korngrenzengleiten	12
2.2.4	Dynamische Entfestigungsmechanismen.....	13
2.2.5	Texturentwicklung	17
2.2.6	Schädigung und Versagen.....	22
2.3	Plastomechanik und Ansätze der Werkstoffmodellierung.....	28
2.3.1	Beschreibung des Spannungs- und Dehnungszustandes	28
2.3.2	Triaxialitätsfaktor und Lode-Parameter	31
2.3.3	Fließhypothesen	33
2.3.4	Gekoppelte Schädigungsmodellierung.....	43
2.4	Zusammenfassung des Wissensstands	50
3	Zielstellung und Vorgehensweise	53
4	Untersuchungswerkstoff (UWS)	55
5	Experimentelle und numerische Methodik	61
5.1	Charakterisierung des Umformverhaltens im Schichtstauchversuch.....	61
5.1.1	Versuchsaufbau und -durchführung.....	61
5.1.2	Fließkurvenberechnung und dessen Modellierung.....	63
5.2	<i>In situ</i> Zugversuche im Rasterelektronenmikroskop	65
5.2.1	Rasterelektronenmikroskopie und Detektoren.....	66
5.2.2	Probenpräparation	67
5.2.3	Prüfprinzip und Versuchsdurchführung.....	67
5.2.4	Methodik zur Ermittlung der Schädigungsparameter	70
5.3	Verfahren der ebenen Blechprüfung.....	74
5.3.1	Aufbau der biaxialen Prüfapparatur.....	74
5.3.2	Prüfprinzip und Versuchsdurchführung.....	75
5.4	Tiefungsversuche.....	82
5.5	Finite Elemente Methode	84

6 Ergebnisse und Diskussion.....	93
6.1 Isotrope Modellierung des Kalt- und Warmfließverhaltens	93
6.1.1 Stabilität des Schichtstauchversuchs	93
6.1.2 Umformverhalten: Ver- und Entfestigung	95
6.1.3 Kombiniertes Fließkurvenansatz für RT bis 350 °C.....	102
6.2 Anisotrope Verfestigung im Hauptspannungsraum.....	104
6.2.1 Entwicklung der LANKFORD-Parameter	105
6.2.2 Modellierung des anisotropen Verfestigungsverhaltens.....	111
6.3 <i>In situ</i> Deformations- und Schädigungsmechanismen.....	113
6.3.1 Spannungszustand der Mikrozugproben	113
6.3.2 Mikromechanische Mechanismen.....	116
6.3.3 Texturentwicklung	122
6.3.4 Bruchflächenanalyse	127
6.4 Schädigungsmodellierung	129
6.4.1 Experimentelle Parametrisierung	129
6.4.2 Kalibrierung der Wachstumsparameter und Normalverteilung.....	134
6.5 Validierung des gekoppelten Schädigungsmodells	137
6.5.1 Einachsige Flachzugversuche	138
6.5.2 Entwicklung einer neuartigen Kreuzprobengeometrie	141
6.5.3 Kreuzzugversuche.....	145
6.5.4 NAKAJIMA Tiefungsversuche	150
7 Zusammenfassung und Ausblick.....	153
8 Postskriptum	159

1 Einleitung

Die Entwicklung und Optimierung von Prozesstechnologien ohne den Einsatz mathematischer Formulierungen und Finite-Elemente-Methoden (FEM) ist heutzutage nicht mehr vorstellbar. Im Bereich der Umformtechnik sind insbesondere nichtlineare Materialgesetze für die Abbildung des Fließverhaltens mit einer hohen Genauigkeit von großer Bedeutung. Zunehmend verlangen komplexe Bauteilgeometrien an die Grenzen der Umformbarkeit von metallischen Werkstoffen zu gehen, was in der Folge bedeutet, dass Materialmodelle für die FEM-Simulation entsprechend präzise sein müssen. Durch die Umformsimulation lässt sich der Zeit- und Kostenaufwand in der Bauteil- und Prozessentwicklung stark reduzieren. Daher haben präzise Materialmodelle einen gewaltigen Stellenwert, bspw. für Blechbauteile in der Automobilindustrie. Sie liefern einem Entwicklungsingenieur die notwendige numerische Beschreibung von physikalischen und mechanischen Eigenschaften einsetzfähiger Werkstoffe.

Für Blechumformprozesse enthalten Materialmodelle im Normalfall das Ver- und Entfestigungsverhalten, die ebene Anisotropie sowie ein Schädigungskriterium für eine Legierung mit definiertem Ausgangszustand in Abhängigkeit der Prozessparameter Temperatur und Geschwindigkeit. Das geschieht u. a. in Form von Tabellen, aber vor allem mithilfe von mathematischen Modellen. Die Modelle können phänomenologischer oder physikalischer Natur sein, jedoch ist der Komplexitätsgrad und die Abbildungsgenauigkeit im Wesentlichen von dem Einsatzgebiet, der Nachfrage und dem Entwicklungsstand des jeweiligen Blechwerkstoffes abhängig. Magnesiumblechwerkstoffe stellen im Vergleich zu Stahl und Aluminiumlegierungen ein erst wieder jüngst nachgefragtes Erzeugnis dar, weswegen die Materialmodelle aktuell nur überschlägliche Berechnungen zulassen.

Die vorliegende Arbeit setzt an dieser Stelle an, mit der Zielsetzung ein umfassendes Materialmodell für ein Feinblech der Magnesiumlegierung AZ31 gefüge- und mechanismenbasiert zu formulieren. Dieses Modell setzt sich aus dem temperatur- und geschwindigkeitsabhängigen orthotropen Fließverhalten, dem anisotropen Verfestigungsverhalten und der Zerrüttung des Werkstoffs aufgrund duktiler Schädigungsprozesse zusammen. Der Stand der Technik zeigt auf, dass es für den Fall von AZ31 Feinblech noch einige Lücken gibt in Bezug auf die experimentelle Charakterisierung sowie umfassende Materialmodelle für die Anwendung mit komplexen Spannungs- und Dehnungszuständen.

Das Umformen von Magnesium setzt in der Regel voraus, dass das Bauteil und die Werkzeuge erwärmt werden müssen. Weil das in der Praxis mit dünnen Blechen schwer realisierbar

ist, besteht aktuell auch die Forderung mithilfe von exakten Materialmodellen den Fall niedriger Temperaturen berücksichtigen zu können, wobei gleichzeitig eine besondere Notwendigkeit für eine geschlossene Formulierung besteht, die auch den Übergangsbereich zwischen hohen und niedrigen Temperaturen exakt abbilden kann. Fundiert entwickelte experimentelle Simulationen und deren Auswertung bilden die Grundlage eines exakt parametrisierten Materialmodells. Aus diesem Grund werden in den vorliegenden Untersuchungen erneuerte Auswertemethoden dargelegt, die eine hohe Präzision in der Quantifizierung der numerisch modellierten Vorgänge bieten. Es werden die Temperaturen von Raumtemperatur bis 350 °C und Umformgeschwindigkeiten von 0,01 s⁻¹ bis 1 s⁻¹ betrachtet.

Der Untersuchungswerkstoff wurde über das Gießwalzverfahren endabmessungsnah hergestellt und anschließend in wenigen Stichen auf 1,0 mm warmgewalzt. Das Blech besitzt die besondere Charakteristik der hexagonal dichtest gepackten Kristallgitterstruktur mit scharfer Basaltextur, vollständig rekristallisiertem Feinkorngefüge und homogen verteilten Ausscheidungen. Forschungsfragen, die in der vorliegenden Arbeit beantwortet werden, sind:

- Welche Versuche sind für Feinblech nötig, um Modellparameter zu identifizieren, mit deren Hilfe das Fließverhalten, das anisotrope Verfestigungsverhalten und die duktilen Schädigungsprozesse modelliert werden können?
- Wie ändern sich die Umformeigenschaften vor dem Hintergrund der verfahrensbedingten Einflüsse des Spannungszustands, der Temperatur und der Umformgeschwindigkeit?
- Welche mikromechanischen Mechanismen treten bei einer *in situ* Zugprüfung im Rasterelektronenmikroskop in Erscheinung und wie beeinflussen diese die Textur-evolution?
- Welche Mechanismen stehen hinter der duktilen Schädigung des hexagonalen Untersuchungswerkstoffs?

Ein großer Teil der Arbeit widmet sich der Ermittlung geeigneter Modellparameter zur lokalen Vorhersage von mechanischen Eigenschaften und Schädigung unter verschiedenen mehrachsigen Beanspruchungen. Es wird die Hypothese formuliert, dass eine angepasste Kombination der Modelle nach GURSON, TVERGAARD und NEEDLEMAN (GTN-Modell) geeignet ist, mithilfe eines modifizierten Freiburger Fließkurvenansatzes und einem erweiterten HILL'48-Modells das komplizierte Verformungs- und Schädigungsverhalten von AZ31 Feinblech mit hoher Genauigkeit zu beschreiben. Dieses ist zuletzt mithilfe von FEM-Simulationen des Flachzugversuches, des Kreuzzugversuches mit neuentwickelter Probengeometrie und des NAKAJIMA Tiefungsversuches erfolgreich validiert worden.

2 Grundlagen und Stand der Forschung

2.1 Magnesium und seine Legierungen

Magnesium (Mg) ist das dritthäufigste metallische Element in der Erdkruste, größtenteils als Mineral im Meereswasser gelöst und daher nahezu unbegrenzt verfügbar. Primärmagnesium wird vorwiegend über die thermische Reduktion von Magnesiumoxid (der sog. PIDGEON-Prozess) oder die Elektrolyse von schmelzflüssigen Magnesiumchlorid aus dem Meerwasser gewonnen [1]. Der Schmelzpunkt von reinem Mg liegt bei ca. 650 °C und hat je nach Reinheitsgrad bei Raumtemperatur eine Zugfestigkeit R_m von ca. 100 MPa, eine Bruchdehnung A von 4–6 % und ein Elastizitätsmodul E von 45 GPa [2]. In Form seiner Legierungen weist Mg als Konstruktionswerkstoff gute Gießbarkeit, Zerspanbarkeit, Schweißbarkeit, Recyclierbarkeit und eine hohe spezifische Festigkeit auf, welche auf Grund der geringen Dichte ρ von 1,74 g/cm³ bevorzugt im Leichtbau Anwendung findet. Mg wurde im ersten und zweiten Weltkrieg weitläufig genutzt, jedoch schwand dieser Nutzen sobald das Interesse der Metallindustrie, des Flug- und Fahrzeugbaus sowie des Militärs nachließ. Magnesiumflachprodukte werden heutzutage in Strukturteilen der Luft- und Raumfahrt, der Elektrotechnik, in Sportgeräten und in gesonderten Bereichen der Automobilindustrie eingesetzt. Die Automobil- und Luftfahrtindustrien gelten als größter Antrieb für die Weiterentwicklung von Magnesiumwerkstoffen [3].

Durch die Zugabe von Legierungselementen werden Guss- und Knetlegierungen mit ihren spezifischen Eigenschaften hergestellt. Gusslegierungen sind durch eine verbesserte Gießbarkeit und Formfüllung charakterisiert, während eine gehobene Umformbarkeit wichtig für Knetlegierungen ist. So werden z. B. Mg-Aluminium(Al)-Zink(Zn)-Legierungen mit einem geringeren Anteil Al (2–6 Ma.-%) zu Knetlegierungen verarbeitet und etwas mehr Al (7–9 Ma.-%) wird für Gusslegierungen zulegiert [4]. Es gibt keine verbindliche internationale Standardbezeichnung für Magnesiumlegierungen, die Kennzeichnung nach der ASTM (engl. American Society for Testing and Materials) ist jedoch die gebräuchlichste. Die Zahlen geben den gerundeten prozentualen Gewichtsanteil der jeweiligen Legierungselemente an, wahlweise mit einem Buchstaben für die Entwicklungsstufe beginnend mit A [5]. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit behandelte Magnesiumlegierung AZ31B, mit einem Massenanteil von 3 % Al und 1 % Zn, zählt zur Gruppe der Knetlegierungen und entspricht der zweiten Entwicklungsstufe (B). Knetlegierungen werden durch Druckumformprozesse aus einem abgegossenen Halbzeug weiterverarbeitet. Durch das Umformen (Kneten) wird aus dem amorphen Gussgefüge ein strukturiertes Umformgefüge [6].

Al, Zn, Mangan (Mn) und Silizium (Si) gehören zu den Hauptlegierungselementen technischer Magnesiumlegierungen. Al (bis maximal 10 Ma.-%) und Mn (bis maximal 1,5 Ma.-%) in Kombination steigern die Festigkeit und Korrosionsbeständigkeit. Zn und insbesondere Zirkonium (Zr) erhöhen neben der Festigkeit hauptsächlich die Zähigkeit durch eine begünstigte Feinkornbildung im Gefüge. Si verbessert die Warmfestigkeit, die Härte und die Kriechbeständigkeit bei höheren Einsatztemperaturen [4]. Zudem kommen Seltene-Erden-Elemente (SEE) in Hochleistungslegierungen und Mg-Lithium(Li)-Legierungen für Super-Leichtgewicht Anwendungen zum Einsatz [2]. Die Zugabe von Li bewirkt die Verminderung der Dichte und erhöht die Festigkeit und Duktilität. Solange die Struktur des Werkstoffes hexagonal bleibt, kann die Duktilität nur in einem begrenzten Rahmen erhöht werden. Mg-Si und Mg-Al-Calcium(Ca) und Mg-Li-X Legierungen bergen allerdings die Möglichkeit, sowohl hexagonale als auch raumzentrierte Phasen zu bilden [3].

Die Metallatome des Mg ordnen sich bei einer Abkühlung aus dem schmelzflüssigen Zustand in regelmäßigen, sehr dicht gepackten räumlichen Kristallgittern an. Es entsteht die Kristallstruktur mit hexagonal dichtester Kugelpackung (hdp) [4]. Die Symmetrie des Kristalls wird von der hexagonalen Elementarzelle, der kleinsten Einheit in der Kristallstruktur, wiedergegeben (**Abbildung 1a**). Sie besteht aus zwei sechseckigen Grundflächen (Basalebene), an deren Ecken und im Zentrum sich Atome befinden. Die Elementarzellen sind in Richtung der senkrechten c -Achse um ihre halbe Höhe ineinander gestapelt und horizontal verschoben (**Abbildung 1b**) [7].

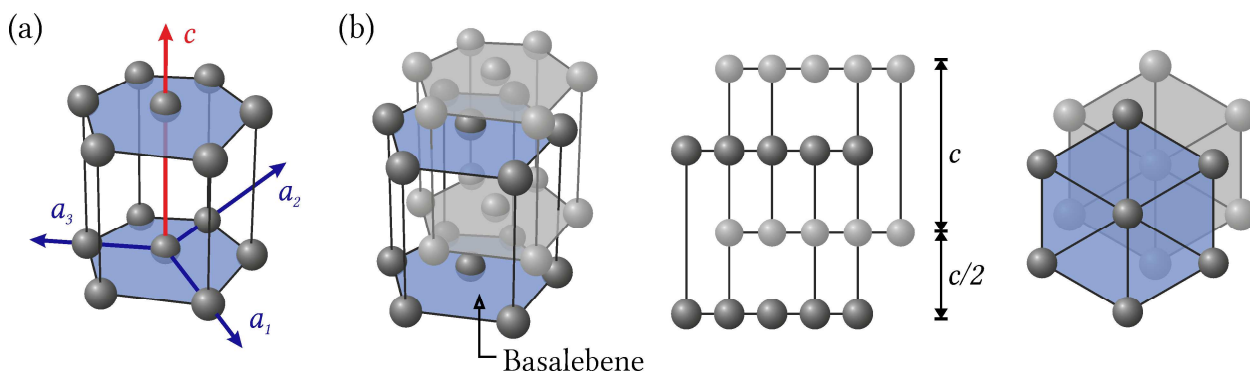


Abbildung 1: MILLER-BRAVAIS-Koordinatensystem und Atomanordnung in der hexagonalen Elementarzelle (a); räumliches Modell und Stapelfolge (b), nach [8]

Die Elementarzelle von Mg hat eine Höhe c von 0,5199 nm und einen Atomabstand a von 0,3203 nm. Damit liegt das c/a -Verhältnis bei ca. 1,624 und ist nur wenig kleiner als die geometrisch dichtest mögliche Kugelpackung mit dem c/a -Verhältnis von $(8/3)^{1/2} = 1,633$. Die Anordnung der Atome in der hdp-Kristallgitterstruktur ist die Hauptursache für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit diskutierten Umformeigenschaften [2]. Für die Dokumentation von Ebenen und Richtungsangaben im Kristallgitter hexagonaler Werkstoffe ist es zweckmäßig, neben der kristallographischen c -Achse drei gleichwertige Achsen a_1 , a_2 und a_3 mit ihrem

Ursprung im Zentrum der Basalebene zu verwenden und die BRAVAIS-MILLER-Indizes (hkl) zu bilden. Sie werden entsprechend $a_1 = h$, $a_2 = k$, $a_3 = i$ und $c = l$ zugeordnet. Dabei stehen h , k , i auf Grund der Redundanz von a_3 mit $-(h + k) = i$ im Zusammenhang. Die Bezeichnung $\{hkl\}$ kennzeichnet die Gesamtheit aller kristallographisch äquivalenten Ebenen im Kristallgitter und die Schreibweise $\langle hkl \rangle$ die Richtungen [9].

2.2 Mikromechanische Mechanismen der Umformung

Technische Werkstoffe weisen in Abhängigkeit einer äußeren Last zwei Arten der Verformung auf. Für kleine Lasten ist die elastische Verformung zu beobachten. Sie ist reversibel und bildet sich zurück, sobald der Werkstoff wieder entlastet wird. Ist die äußere Last jedoch so groß, dass sie einen werkstoffabhängigen kritischen Wert (die Fließspannung) übersteigt, so verformt sich der Werkstoff plastisch (bleibend).

„Die Fließspannung k_f ist die Spannung, die im einachsigen, homogenen Spannungszustand plastische Verformung eines Werkstoffs einleitet und aufrechterhält.“ - [10]

Die plastische Formänderung des Kristallgitters in Mg beruht hauptsächlich auf zwei charakteristischen Umformmechanismen: der kristallographischen Gleitung und der Zwillingsbildung. Dies bedeutet zum einen das Abgleiten (Translation) der Versetzungen nach einer bestimmten kristallographischen Ebene und Richtung oder das Umklappen (Zwillingsbildung) des Atomgitters in eine symmetrische Stellung zum Ausgangskristall [4]. Im Folgenden werden zudem alle weiteren Mechanismen, die während der gezielten plastischen Verformung, d. h. Umformung, von Mg Vielkristallen zu erwarten sind, dargelegt und vor dem Hintergrund prozessrelevanter Einflüsse erläutert.

2.2.1 Kristallographische Gleitung

Der Mechanismus der kristallografischen Gleitung beruht auf der Vorstellung, dass eine Atomenebene parallel zu ihrer benachbarten Atomenebene, ähnlich wie in einem Spielkartenstapel, abgleitet, sobald die benötigte kritische Schubspannung erreicht ist [11]. Die Gleitebene zwischen den abgleitenden Atomenebenen in Verbindung mit der Gleitrichtung ergibt ein mögliches Gleitsystem. In **Abbildung 2a** ist das Gleitmodell anhand eines zylindrischen Zugstabes schematisch dargestellt. In Folge einer angelegten Beanspruchung und der abgleitenden elliptischen Streifen in ihren Gleitsystemen (Translation und Rotation) erfährt der Stab eine Längenzunahme und Querschnittsabnahme [12]. Bei plastischer Deformation kann die Kristallstruktur parallel zur c -Achse nicht ausgedehnt werden, ebenso kann sich die Lage der a_1 -, a_2 - und a_3 -Achsen zueinander nicht verändern [13]. Die Anzahl von potenziellen Gleitsystemen in einem Metall hängt von seiner Kristallstruktur ab und trägt maßgeblich zu dessen Umformbarkeit bei [14]. Das Abgleiten entsteht in Folge der Schubspannung, welche in der Gleitebene und Richtung

wirkt. Die resultierende Schubspannung τ berechnet sich nach dem SCHMID'schen Schubspannungsgesetz [15]. Der SCHMID-Faktor $m = \cos \kappa \cos \lambda$ mit $0 < m < 0,5$ gibt das Verhältnis zwischen der resultierenden Schubspannung τ und der angelegten Spannung σ an. Die Winkel κ und λ sind entsprechend **Abbildung 2b** definiert. Sind beide Winkel gleich 45° , so ist die resultierende Schubspannung τ am größten. Das Gleitsystem mit dem höchsten SCHMID-Faktor überwindet als erstes die kritische Schubspannung und trägt damit die Umformung. Ist der Kristall parallel oder senkrecht zur Beanspruchungsrichtung orientiert, wird er nur stark verspannt und es kommt zum Sprödbbruch [4].

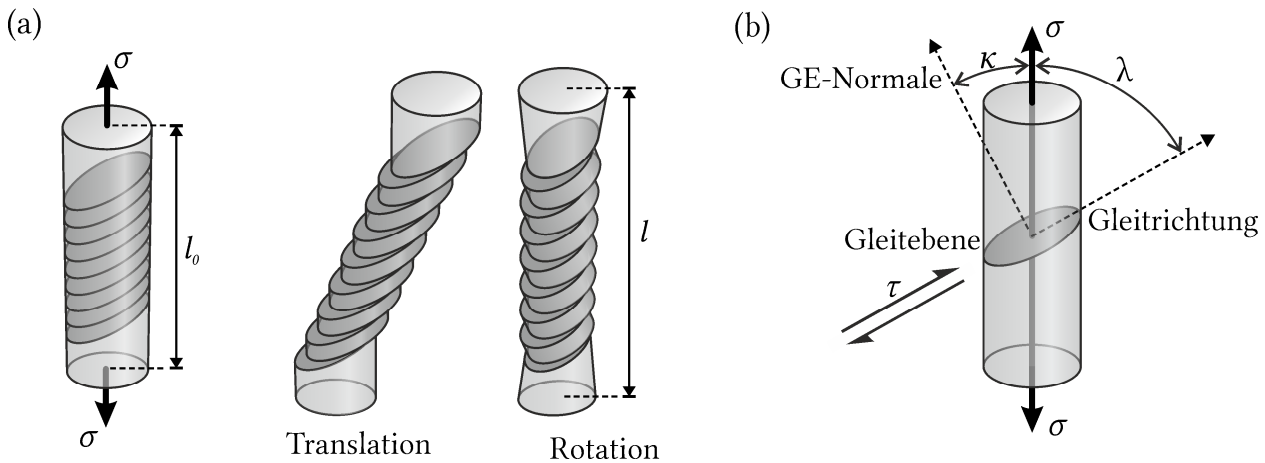


Abbildung 2: Darstellung des Gleitmodells bei der Umformung eines Zugstabs (a); Bestimmung der resultierenden Schubspannung nach dem SCHMID'schen Schubspannungsgesetz (b)

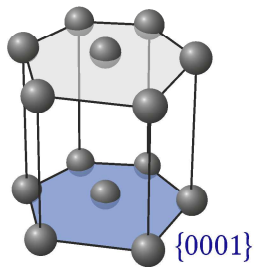
Für die hier dargestellte Verschiebung gesamter Gitterblöcke auf kristallographischen Ebenen müsste jedoch eine sehr große Schubspannung aufgebracht werden. Zudem wäre das Kristallgitter an der Stelle gänzlich zerbrochen, weil alle Atombindungen einer Ebene gleichzeitig getrennt würden. Der Einfluss der Kristallbaufehler auf die Umformbarkeit eines Kristalls ist bedeutsam für das Verständnis von Plastizität [4]. Kristallbaufehler, die den Kristallaufbau entlang einer Linie (eindimensional) stören, werden Versetzungen genannt. Unterschieden gemäß ihrer Versetzungslinie L und dem Burgersvektor \vec{b} , gibt es Stufen- ($L \perp \vec{b}$) und Schraubenversetzungen ($L \parallel \vec{b}$) [12]. Die Umformung metallischer Werkstoffe wird in der Regel durch den Umformmechanismus des Versetzungsgleitens, d. h. durch die Translation von Versetzungen in verfügbaren Gleitsystemen, realisiert. Das schrittweise Abgleiten von Versetzungen erfordert dabei die gleichzeitige Bewegung von nur wenigen Atomen [14]. Da die Fließspannung k_f durch die Versetzungen deutlich niedriger ist als im perfekten Kristall, tragen sie maßgeblich zur Umformbarkeit bei. Das Versetzungsgleiten wird sprunghaft von der resultierenden Schubspannung τ ausgelöst. Die Bezeichnungen der verfügbaren Gleitsysteme für Mg sind in **Tabelle 1** aufgelistet und die Lage der (a) Basal-, (b) Prismen- und (c) Pyramidalebenen in **Abbildung 3** schematisch dargestellt. Die Versetzungen bewegen sich in den Gleitsystemen

der dichtest gepackten Ebenen, wo der SCHMID-Faktor am größten und die kritische Schubspannung CRSS (engl. *critical resolved shear stress*) am niedrigsten ist [11].

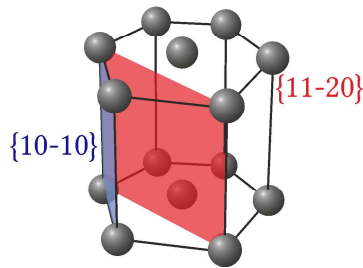
Tabelle 1: Bezeichnung der verfügbaren Gleitsysteme des Mg [16]

Gleitsystem	Versetzungsart	Gleitebene	Gleitrichtung	Anzahl Gleitsysteme	
				gesamt	unabh.
Basal	a	$\{0001\}$	$\langle 11\text{-}20 \rangle$	3	2
Prismatisch I. Art	a	$\{10\text{-}10\}$	$\langle 11\text{-}20 \rangle$	3	2
Prismatisch II. Art	c	$\{11\text{-}20\}$	$\langle 0001 \rangle$	3	2
Pyramidal I. Art	a	$\{10\text{-}11\}$	$\langle 11\text{-}20 \rangle$	6	4
Pyramidal I. Art	$c + a$	$\{10\text{-}11\}$	$\langle 11\text{-}23 \rangle$	5	5
Pyramidal II. Art	$c + a$	$\{11\text{-}22\}$	$\langle 11\text{-}23 \rangle$	6	5

(a) Basalebene



(b) Prismenebenen



(c) Pyramidalebenen

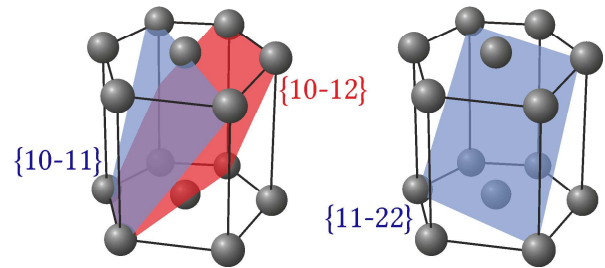


Abbildung 3: schematische Darstellung der basalen, prismatischen und pyramidalen Gleitebenen in Bezug zur hexagonalen Elementarzelle des Mg

Bekanntlich weist Mg ein geringes Umformvermögen bei Raumtemperatur (RT) auf, was in der Hauptsache darauf beruht, dass bei RT das Abgleiten in Richtung der Basalebene am leichtesten ist. Die Gleitung auf den Basalgleitsystemen ergibt nur zwei linear unabhängige Gleitsysteme, wobei das FRANK-VON-MISES-Kriterium mindestens fünf unabhängige Gleitsysteme zur homogenen Umformung ohne Rissbildung an den Korngrenzen voraussetzt. Ein kleineres c/a -Verhältnis als der ideale Wert einer dichtesten Kugelpackung führt bei hexagonalen Metallen außerdem dazu, dass der Umformmechanismus der Prismengleitung I. Art als wichtigstes nicht-basales Gleitsystem auftritt, weil diese Prismenebene dichtest gepackt ist. Dabei kann der Umformmechanismus auf zwei Arten auftreten, entweder unabhängig von der Richtung und dem Betrag des $\{0001\}$ -Hauptgleitsystems oder in der gleichen Richtung und um den gleichen Betrag [17]. Das Zusammenspiel der basalen und nicht-basalen Gleitsysteme hängt sowohl von der Geometrie der hdp-Kristallgitterstruktur als auch von der Stapelfehlerenergie der jeweiligen Versetzungen ab. So zeigen SANDLÖBES et al. [18, 19], dass das Zulegieren von SEE in Mg zur ergänzenden Aktivierung von pyramidalen $\langle c + a \rangle$ -Versetzungen führt, weil

die Stapelfehlerenergie aufgrund neuartiger Atomstapelfolgen sinkt. Ein Stapelfehler ist ein zweidimensionaler Fehler im Werkstoff, der durch das Aufspalten von Versetzungen zu sogenannten Teilversetzungen entsteht. Die Gitterebene ist durch Teilversetzungen unterbrochen, was dazu führt, dass sich keine entsprechend der Stapelordnung korrekten Kristallebenen gegenüberstehen und es zu einer Erhöhung der inneren Energie kommt [6]. Bei Metallen mit einer hohen Stapelfehlerenergie (bspw. Al: $\gamma_{\text{SF}} = 103\text{--}200 \cdot 10^{-7} \text{ J/cm}^2$) ist die Aufspaltung sehr gering, da die zur Aufspaltung benötigte Energie hoch ist. Dadurch sind die Versetzungen in der Lage, Hindernisse (z. B. Ausscheidungen und Korngrenzen) durch Quergleiten zu überwinden. Ist die Stapelfehlerenergie wie bei Mg ($\gamma_{\text{SF}} = 10 \cdot 10^{-7} \text{ J/cm}^2$) jedoch sehr gering, können die Versetzungen nur auf ihren bevorzugten Gleitebenen wandern, weil das Quergleiten durch die hohe Aufweitung des Stapelfehlers unmöglich ist [20]. Gerade bei niedrigen Temperaturen verursacht die niedrige Stapelfehlerenergie bei Mg, dass die Versetzungsbewegung an ihre Gleitebenen gebunden ist. Nach MAY [21] und VITEK [22], können sich *a*-Versetzungen in der Basalebene in Teilversetzungen mit niedriger Stapelfehlerenergie aufspalten, weswegen der Vorrang der Versetzungsbewegung bei Mg auf der Basalebene liegt.

Im Zuge dieser Erkenntnis ist die eingeschränkte Umformbarkeit von Mg-Vielkristallen bei RT auf das stark anisotrope Umformverhalten der Kristallgitterstruktur zurückzuführen, weil die unterschiedlich orientierten Kristallite sich gegenseitig in der Gleitbewegung behindern. Wird reines Mg auf eine Temperatur von etwa 225 °C erwärmt, verändert sich die Disposition der dichtest gepackten Atomebenen zueinander und es können zusätzliche Gleitsysteme zur Gleitung genutzt werden [4]. Wird die CRSS zur Versetzungsbewegung eines Gleitsystems durch die resultierende Schubspannung τ erreicht, so spricht man von der Aktivierung des Gleitsystems. Aus der Literaturzusammenstellung in **Abbildung 4** geht hervor, dass sich die CRSS der Basal-, Prismen-, und Pyramidalgleitsysteme bei RT etwa im Verhältnis 1:40:40 verhält. Es stellt sich die Frage in welchem Maße ändert sich der Einfluss der CRSS bspw. für die technische Legierung AZ31 in Umformprozessen. Hat ein phänomenologisch erarbeitetes Werkstoffmodell eine ausreichende Genauigkeit für die Abbildung von AZ31 Feinblech in der Blechumformung?

Wie in zahlreichen Veröffentlichungen des Schrifttums dokumentiert, sinkt die CRSS nicht-basaler Gleitsysteme mit steigender Temperatur, sie werden aktiviert und eine Steigerung der Umformbarkeit geht einher [23–25]. Die Aktivierung der einzelnen Gleitsysteme ist jedoch nicht nur von der Temperatur abhängig, sondern wird auch durch Legierungselemente bestimmt. Beispielsweise bilden Lithium und Indium einen hexagonalen Substitutionsmischkristall, wodurch es zu einer Verminderung des *c/a*-Achsenverhältnisses kommt, was letztlich zur Aktivierung zusätzlicher Gleitsysteme führt [2]. Substitutionell und interstitiell gelöste Fremdatome behindern das Versetzungsgleiten in einem Mischkristall. Auch Ausscheidungen,

zweite Phasen, Korngrenzen sowie Verunreinigungen stellen Hindernisse in dem Gefüge dar, die von den Versetzungen nicht umgangen werden können [26].

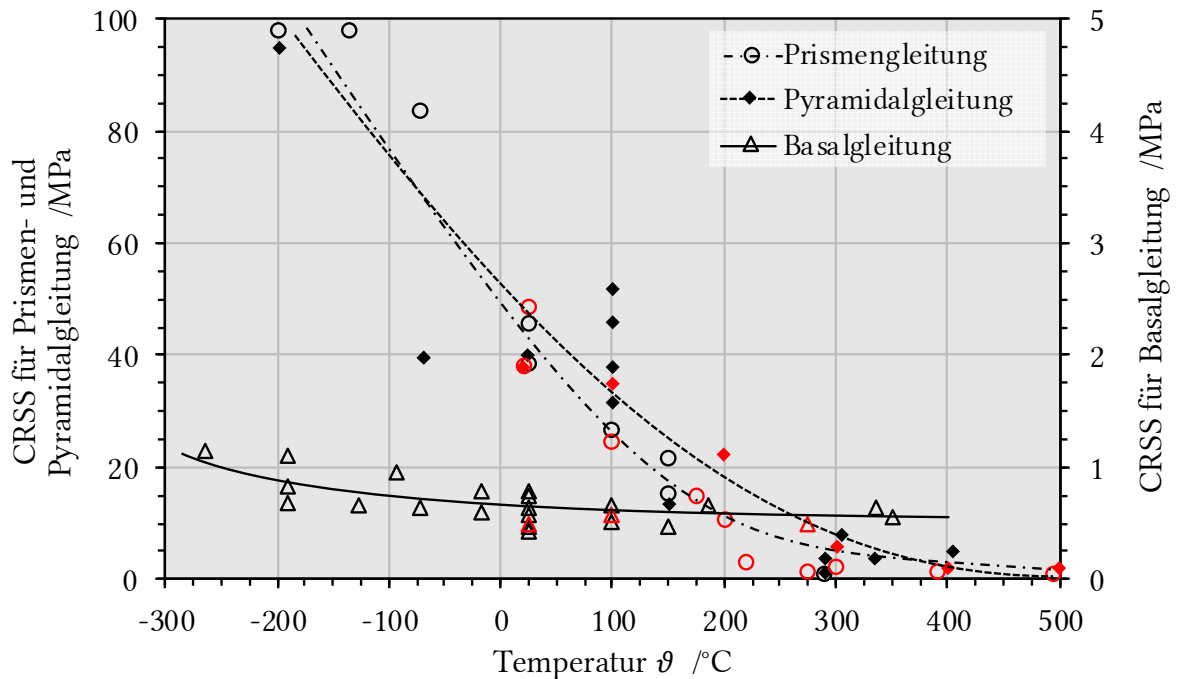


Abbildung 4: Temperaturabhängigkeit der CRSS für Gleitsysteme in Mg; eine Literaturzusammenstellung nach MAY [21] und BARNETT [23] (schwarz/rot i.d.R.)

2.2.2 Mechanische Zwillingsbildung

Da die Erfüllung des FRANK-VON-MISES-Kriterium, wie bei den meisten hexagonalen Metallen, nicht allein durch Gleitung realisierbar ist, müssen weitere Umformmechanismen zur Formänderung beitragen [14]. Die mechanische Zwillingsbildung gehört daher zu dem zweiten wichtigen Umformmechanismus des Mg, insbesondere bei RT, wenn das Gleiten von Versetzungen nicht ausreicht, den äußeren Verformungszustand zu akkommodieren. Es klappt ein Kristallbereich unter Wirkung einer Schubspannung und unter Beibehaltung seines Volumens in seine spiegelbildliche Lage (Zwilling) um [12]. Die Bewegung der einzelnen Atome bleibt in der Größenordnung des Atomabstandes. Zwillinge können Spannungen an den Korngrenzen abbauen und eine Umformung ermöglichen, obwohl das FRANK-VON-MISES-Kriterium durch aktive Gleitsysteme nicht erfüllt wird [25]. Für alle Zwillingssysteme gilt übergreifend, dass keine Zwillingsbildung stattfinden kann, wenn die durch die Zwillingsbildung mögliche Formänderung des Einkristalls nicht mit der Richtung der äußeren Beanspruchung übereinstimmt. Wie vielfach im Schrifttum belegt, kann Mg daher eine Asymmetrie im Fließverhalten unter Zug- oder Druckbelastung aufweisen [27–30]. Der Unterschied in den Fließkurven wird mitunter als Spannungsdifferenz-Effekt bezeichnet, wobei die im Mg verantwortlichen Mechanismen ein charakteristisches Phänomen hexagonaler Metalle darstellt. Der Effekt ist auf das anisotrope Umformverhalten des hdp-Kristallgitters und die zur Belastungsrichtung

abhängige Zwillingsbildung zurückzuführen und äußert sich in direkter Abhängigkeit zur der kristallografischen Textur [31, 32] (siehe **Kapitel 2.2.5**, S. 17).

Die Geometrie des Zwillings wird durch die Verschiebungsrichtung und -ebene beschrieben. Dabei steht die Verschiebungsebene senkrecht zur Zwillingsebene. Wegen der Spiegelsymmetrie zur Matrix hat der Zwilling die gleiche Kristallstruktur. Es werden MILLER-BRAVAIS-Indizes für die Notation der Zwillingsebenen $\{hkl\}$ und Richtungen der Scherung $\langle uviw \rangle$ genutzt. Die kombinierte Notation $\{hkl\}\langle uviw \rangle$ beschreibt das Zwillingssystem [26]. In hexagonalen Metallen unterscheiden sich die möglichen Zwillingssysteme in Abhängigkeit ihres c/a -Verhältnisses, wobei die meisten das $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingssystem bedienen können. Hexagonale Metalle mit niedrigeren c/a -Verhältnis wie Mg besitzen dazu noch weitere aktive Zwillingssysteme, u. a. wie $\{10\bar{1}1\}$, $\{30\bar{3}4\}$, $\{10\bar{1}3\}$ und $\{10\bar{1}4\}$, welche zum Teil besonders schwierig experimentell nachzuweisen sind [33]. REED-HILL und ROBERTSON [34] zeigen auf, dass neben dem $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingssystem die Art der Zwillingsbildung temperaturabhängig ist. Es wird zwischen Druck-, Zug- (**Abbildung 5**) und Doppelzwillingen unterschieden [35, 36].

Bei Mg-Legierungen sind Zugzwillinge im Gefüge gut als linsenförmiger Kontrastunterschied mit einem Lichtmikroskop im Schliffbild zu erkennen [37]. Druckzwillinge können aufgrund ihrer dünnen Ausprägung meist nicht im Lichtmikroskop detektiert werden [38]. Bei der Bildung von Doppelzwillingen handelt es sich um die Bildung eines $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillings innerhalb des bereits umgeklappten Kristallgitters eines $\{10\bar{1}1\}$ -Zwillings. Die Autoren ULACIA et al. [39] vermerkten, dass Doppelzwillinge bevorzugt bei hoher Umformgeschwindigkeit ausgelöst werden. Sie verursachen lokale Spannungskonzentrationen, lokal verstärktes Fließen und damit Porenbildung (vgl. duktile Schädigungsmechanismen in **Kapitel 2.2.6**, S. 22) [40]. In ähnlicher Weise dokumentierten DUDAMELL et al. [38] die drastische Zunahme von $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingen bei dynamischer Umformung mit Geschwindigkeiten von 10^3 s^{-1} . Bei diesen hohen Umformgeschwindigkeiten, vermuten die Autoren, sind Sekundärzwillinge und Druckzwillinge wenig aktiv, weil die Atomumordnung für $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillinge hier einfacher ist.

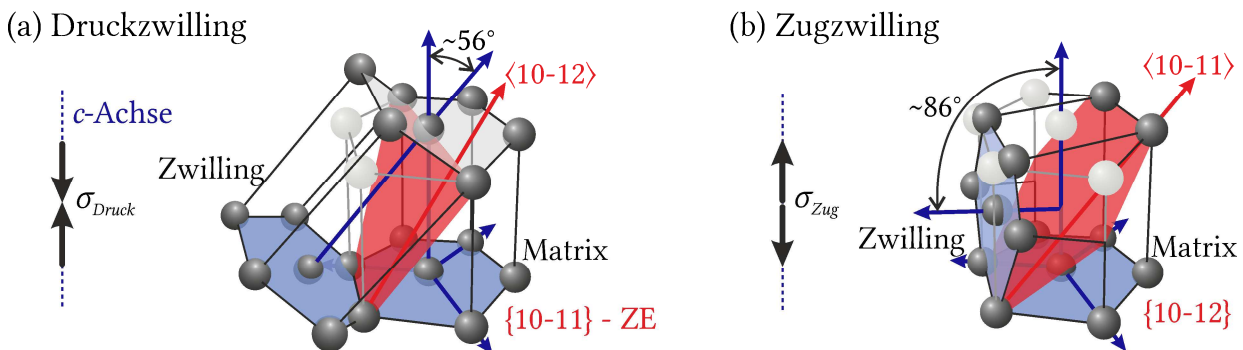


Abbildung 5: schematische Darstellung des Umklappmechanismus einer hdp-Elementarzelle zu einem Druck- (a) bzw. Zugzwilling (b) mit Zwillingsebene (ZE) und Verschiebungsrichtung in rot

Die Zwillingsbildung unterscheidet sich in zwei wesentlichen Punkten von der kristallographischen Gleitung. Erstens ist der Betrag der Scherverformung durch das Zwillingsystem und durch das Zwillingsvolumen fest vorgegeben. Zweitens erfolgt die Zwillingsbildung einsinnig und ist von der Richtung der äußeren Belastung abhängig. Sie erfolgt abrupt in einem Zeitfenster von wenigen Mikrosekunden und tritt nur in hexagonal und kubisch raumzentrierten Metallen auf. Die Orientierungsänderung durch Zwillingsbildung kann groß sein, jedoch bleibt der Scherbetrag im Vergleich zum Versetzungsgleiten gering. Die ausgelöste Gitterrotation ruft neue Kristallorientierungen hervor, die aufgrund des geänderten SCHMID-Faktors neue Gleitsysteme aktivieren und auf diese Weise große Verformungsbeiträge zulassen. Der Scherbetrag der Zwillingsbildung liegt der Geometrie, d. h. dem werkstoffabhängigen c/a -Verhältnis, des Kristallgitters zu Grunde [35]. Da die Belastungsrichtung maßgeblich bestimmt ob Zwillingsysteme aktiviert werden, gilt es daher noch herauszustellen, bei welchen Umformprozessen eine Berücksichtigung überhaupt notwendig ist.

Es besteht die naheliegende Hypothese, dass eine kritische Schubspannung zur Zwillingsbildung entlang der Zwillingsebene und in der Zwillingsrichtung erreicht werden muss. Wie CHRISTIAN und MAHAJAN [33] in ihrer Arbeit diskutieren, ist dieser Zusammenhang auch mehrfach wissenschaftlich aufgezeigt, dagegen weisen die experimentellen Daten der CRSS für die Zwillingsbildung im Schrifttum große Streuung auf. Trotz dessen herrscht Konsens darüber, dass die CRSS zur Zwillingsbildung bei RT höher als die der Basalgleitung ist. Durch LIU et al. [41] ist auch bekannt, dass die CRSS der Zwillingsbildung auch stark von dem Vorkommen Partikel zweiter Phase abhängt (Größe, Verteilung, Morphologie, Winkel zur ZE). In **Tabelle 2** ist eine Literaturzusammenstellung der CRSS bei RT der Umformmechanismen von Mg und seinen Legierungen angegeben. Übereinstimmend mit den Erkenntnissen von MAY [21], liegt die CRSS für Basalgleitung unter 1 MPa und in ähnlichem Verhältnis zur Prismen- und Pyramidalgleitung. Im Vergleich dazu dokumentiert BARNETT [23] 5 MPa CRSS für die Basalgleitung als nahezu temperaturunabhängig in seinen Untersuchung an einer AZ31 Legierung. Das kommt Ergebnissen von LIU et al. [42] sehr nah, die über die Belastung von Mikropylonen zu einer experimentell ermittelten CRSS für Basalgleitung von 6 MPa gelangen. Im Gültigkeitsbereich von 210 °C bis 430 °C stellt BARNETT [23] außerdem die CRSS für Prismen- und Pyramidalgleitung über den ZENER-HOLLOMON-Parameter (Z) in Abhängigkeit der Umformtemperatur und Dehnrate dar.

Tabelle 2: Literaturzusammenstellung von CRSS bei RT ausgewählter Umformmechanismen von Mg-Legierungen in MPa nach [43]

Basalgleitung	$\langle a \rangle$ Prismen- gleitung	$\langle c + a \rangle$ Pyramidal- gleitung	$\{10\text{-}12\}$ Zug- zwillingsbildung	$\{10\text{-}11\}$ Druck- zwillingsbildung
0,45-0,81	39,2	45-81	2,0-2,8	76-153

Im Schrifttum wird der Zwillingsbildung eine Abhängigkeit von der Korngröße zugrunde gelegt. Unter begünstigender Belastungsrichtung nimmt die Zwillingsbildung mit steigender Korngröße zu. FAN et al. [44] bewerten den Korngrößeneinfluss auf die konkurrierenden Umformmechanismen des Versetzungsgleitens und der mechanischen {10-12}-Zwillingsbildung in Mg insofern, dass die Zwillingsverformung stark von der Korngröße abhängt, während die Gleitung in unverzwilligten Mehrkristallen nur schwach beeinflusst wird. Das Ergebnis ist eine kritische Korngröße von 2,7 μm , oberhalb derer mechanische Zwillingsbildung und unterhalb derer Gleitung dominiert. BARNETT et al. [45] kommen in ihren Untersuchungen mit Stauchversuchen an stranggepressten AZ31 zu dem Schluss, dass der Übergang von Versetzungsgleiten dominierter zu Zwillingsbildung dominierter Umformung nicht nur von der Korngröße, sondern auch von der Temperatur und Umformgeschwindigkeit abhängig ist.

2.2.3 Korngrenzengleiten

Die Umformung verlangt, dass sich das polykristalline Material als Ganzes verformt, ohne dabei in einzelne Körner zu zerfallen. Um den Zusammenhalt sicher zu stellen muss jedes Korn an der Umformung teilnehmen, obwohl die Körner aufgrund der unterschiedlichen Orientierung abweichende SCHMID-Faktoren haben. Unterschiedlich orientierte Kristallite behindern sich gegenseitig in der Gleitbewegung, wodurch die Umformung nur in den Bereichen beginnt, in denen die kritische Schubspannung schon erreicht worden ist. In weniger günstig orientierten Bereichen findet hingegen keine Umformung statt. Korngrenzengleiten GBS (engl. *grain boundary sliding*) ermöglicht den Abbau dadurch entstandener Spannungen, indem Körner entlang ihrer gemeinsamen Korngrenze durch Versetzungen aneinander vorbeigleiten, ohne den Zusammenhalt zu verlieren (**Abbildung 6a**). Bei Mg sind eine niedrige Umformgeschwindigkeit und mittleren Korndurchmesser $< 10 \mu\text{m}$ mit hoher Misorientierung Voraussetzung für GBS und damit Hauptträger hoher Duktilität und möglicher Superplastizität. Für den Fall, dass ultrafeines Korn ($< 2 \mu\text{m}$) in Mg vorliegt, kann es aufgrund von GBS auch zu Superplastizität kommen, sowohl bei hohen Dehnraten (HSRSP – engl. *high strain rate superplasticity*) als auch niedrigen Temperaturen (LTSP – engl. *low temperature superplasticity*) [46, 47].

GBS nachweislich bereits bei RT zur Gesamtdehnung bei und nimmt linear mit steigender Temperatur zu [48–50]. KOIKE et al. [51] haben das Auftreten von GBS an AZ31 Blechen durch mikroskopisch berasterte und im Zugversuch umgeformte Proben nachgewiesen. Durch die Verschiebung von Rasterlinien über Korngrenzen und Vermessung des Oberflächenreliefs konnte eine Temperaturabhängigkeit festgestellt werden (**Abbildung 6b**). Dabei führten Temperaturen bis zu 250 °C zu erhöhtem GBS und einer deutlichen Abnahme der Oberflächenwelligkeit. Dies deutet weiterhin auf eine homogenere Dehnungsverteilung der Körner untereinander hin, da GBS ihre Lage zu günstigeren Orientierungen verändert.

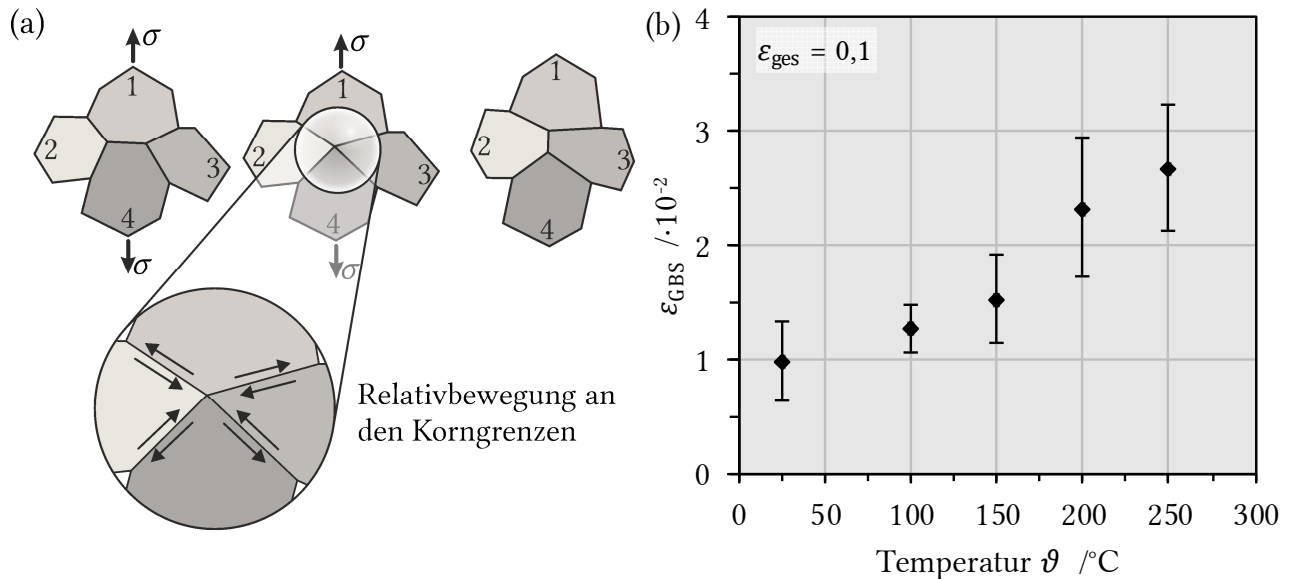


Abbildung 6: schematische Darstellung des Korngrenzengleitmechanismus [52] (a); Dehnungsanteil der GBS an der Gesamtdehnung in Abhängigkeit von der Temperatur (b) [51]

Die Autoren WANG et al. [53] zeigen mit Zug- und Druckversuchen bei RT, 100 °C bzw. 150 °C, dass eine signifikante Kornfeinung und abgeschwächte Basaltextruktur zu einer erheblichen Steigerung der Duktilität einer AZ80 Mg-Legierung führt. Bei höheren Temperaturen bewirkt GBS einen starken Entfestigungseffekt und eine niedrigere Anisotropie. Das erleichterte GBS ist auf den Anstieg des Korngrenzendiffusionskoeffizienten und damit der Verringerung der Korngrenzenviskosität mit steigender Temperatur zurückzuführen [54]. Im Gegensatz zur kristallografischen Gleitung und der Zwillingsbildung, ist bislang im Schrifttum nicht aufgezeigt, wie stark der Spannungszustand oder die Morphologie einer Kornstruktur das GBS beeinflussen.

2.2.4 Dynamische Entfestigungsmechanismen

Der mikrostrukturelle Aufbau eines Metalls kann langfristig nicht stabil eingefroren werden, da ablaufende Diffusionsvorgänge in Abhängigkeit der Temperatur und Zeit Veränderungen der Versetzungsanordnung und des Gefüges herbeiführen [54]. Während einer Umformung führen die Zunahme der Versetzungsdichte und die Behinderung des Versetzungsgleitens zu einer Verfestigung. Der Anstieg der wahren Spannung im ersten Bereich der in **Abbildung 7** dargestellten Kurven aus einachsigen Zugversuchen beschreibt diesen Vorgang. Die Zunahme von Versetzungen ist durch Versetzungsquellen an der freien Oberfläche, den Grenzflächen wie Korn- oder Phasengrenzen oder durch vorhandene Versetzungen gegeben [12]. Mit steigender Temperatur nimmt die wahre Spannung ab und die Dehnung bis zum Bruch zu. Die zunehmende Umformgeschwindigkeit wirkt sich in umgekehrter Weise aus [55].

Im weiteren Verlauf der Umformung wird die Mikrostruktur durch überlagerte Entfestigungsprozesse verändert. Entfestigungsmechanismen ohne simultane mechanische Belastung werden als statisch bezeichnet. Zu den dynamischen Entfestigungsmechanismen gehören die Erholung und die Rekristallisation während der Umformung. Sie machen die durch die Umformung erreichte Festigkeitssteigerung rückgängig und sind durch eine Abnahme der Verfestigungsrate erkennbar. Die dynamische Rekristallisation und Erholung sind diffusionsgesteuerte Prozesse und sind außer von der Temperatur in großem Maße von der Zeit und somit von der Umformgeschwindigkeit abhängig (vgl. **Abbildung 7a, b**). Ein lokales Maximum der Spannungs-Dehnungs-Kurven deutet darauf hin, dass dynamische Entfestigungsvorgänge den Verfestigungsvorgängen überlegen sind. Sie sind besonders bedeutend für die Warmumformung, da durch sie die Umformkräfte klein gehalten werden und das Umformvermögen der metallischen Werkstoffe wesentlich erhöht wird [26, 54]. Es sei noch zu bemerken, dass aufgrund innerer Reibung, z. B. an Korngrenzen, eine Temperaturerhöhung mit steigendem Umformgrad einhergeht. Durch die Wärmezufuhr wird die freie Beweglichkeit der Atome im Kristallgitter erhöht und diffusionsgesteuerte Prozesse werden begünstigt.

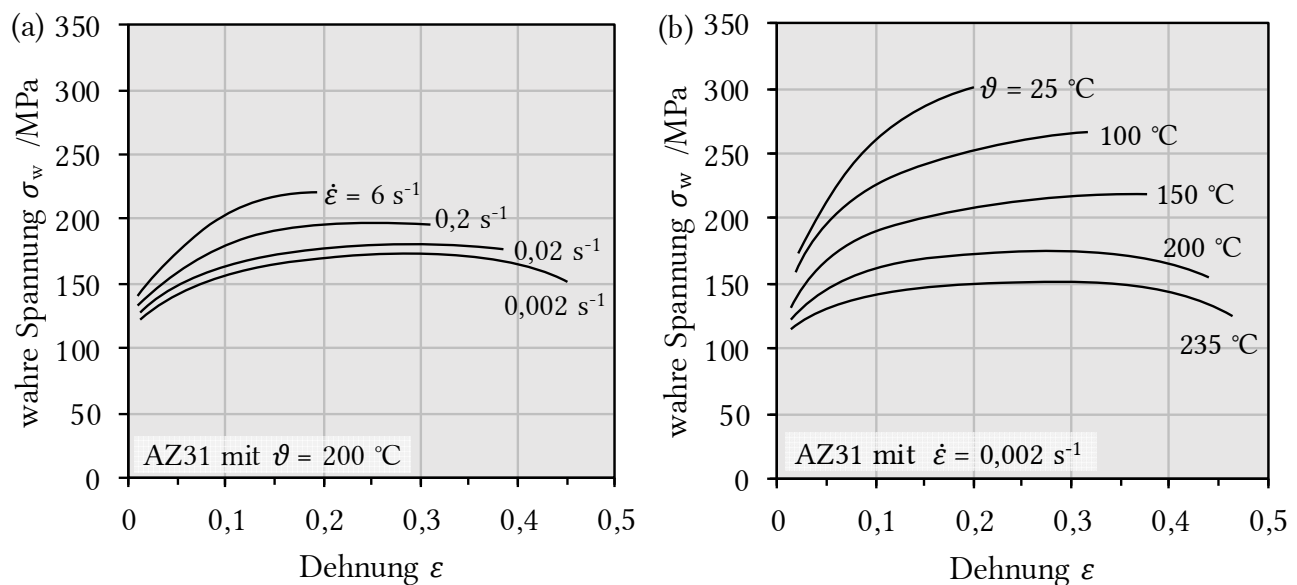


Abbildung 7: Spannungs-Dehnungs-Diagramme von 1 mm dicken AZ31 Zugstäben bei verschiedenen Dehnraten (a) und Temperaturen (b) [56]

Gerade für AZ31 Feinbleche gilt es noch die Lücke zu schließen, das Warmfließverhalten bei hohen Umformgraden zu charakterisieren. Bisher sind ausschließlich Flachzugversuche dafür eingesetzt worden, welche durch die frühzeitige Einschnürung einen begrenzten Gültigkeitsbereich haben.

Erholung

Die Erholung ist der Oberbegriff für alle thermisch aktivierten Ausheilungsprozesse eines Kristalles, welcher durch Gitterbaufehler über weitreichende Bereiche verspannt ist. Dabei werden

die nicht im thermodynamischen Gleichgewicht stehenden Gitterbaufehler unabhängig von der Art ihrer Entstehung abgebaut. Die treibende Kraft liegt in der durch Versetzungen gespeicherten Energie der vorangegangenen Umformung [57]. Der Spannungsabbau geschieht über zwei wesentliche Vorgänge: Zum einen haben Versetzungen, die aufgrund der zusätzlichen thermischen Energie durch Quergleiten ihre Gleitebenen verlassen, teilweise Burgers-Vektoren umgekehrten Vorzeichens und können sich gegenseitig aufheben (Annihilation). Zum anderen werden Versetzungen zu energetisch günstigeren Bereichen wie etwa Zell- oder Subkornstrukturen oder Korngrenzen verlagert (Polygonisation).

Alle Erholungsvorgänge reduzieren die Versetzungsdichte ohne eine Kornneubildung. Der Grad der Erholung hängt neben der Legierungszusammensetzung oder Deformationshistorie vor allem von der Stapelfehlerenergie ab. Eine hohe Stapelfehlerenergie (bspw. bei Al) verringert die Aufspaltungsweite vorhandener Versetzungen und erleichtert das Quergleiten in energetisch günstigere Positionen (Annihilation, Subkornbildung) [58]. Mg gehört zu den Metallen mit einer niedrigen Stapelfehlerenergie, weswegen Annihilations- und Subkornbildungsprozesse unwahrscheinlich sind. Bei günstiger Beanspruchungsrichtung zur c -Achse können sich Versetzungen jedoch z. B. auf Prismenebenen mit hoher Stapelfehlerenergie bewegen und die dynamische Erholung DRV (engl. *dynamic recovery*) des Kristalls begünstigen. Dem zufolge besteht eine Abhängigkeit der DRV von der Textur des Magnesiums [38]. Nach MYSHLYAEV et al. [59] kommen bei Mg erholte Bereiche auch in Zwillingen und Zwillingskreuzungspunkten vor. KOIKE [60] weist DRV mithilfe von TEM-Untersuchungen (Transmissionselektronenmikroskop) an umgeformten AZ31 bereits bei RT nach. Die Autoren weisen in diesem Fall auf die Bildung von Kleinwinkelkorngrenzen aufgrund von kletternden Versetzungen und die Bildung von $\{10\bar{1}1\}$ -Zwillingen hin. Die Zwillinge sind nicht verformungsinduziert, sondern formieren sich aufgrund einer Art Atomdiffusionsprozess zu Erholungszwillingen [59–61].

Rekristallisation

In Abgrenzung zur Erholung bedeutet Rekristallisation die Neubildung und das Wachstum weitestgehend versetzungsfreier, meist globularer Körner bis zum vollständigen Abbau des Verformungs- bzw. Erholungsgefüges. Sie setzt bei Metallen gewöhnlich oberhalb des Erholungsbereichs, d. h. bei $T > 0,4...0,5 T_s$ (T_s – Schmelztemperatur) ein. Der Rekristallisationsbeginn ist von der vorangegangenen Umformung und der Legierungszusammensetzung abhängig. Die Triebkraft der Rekristallisation ist der Anteil der im Gefüge als Versetzungen gespeicherten Verformungsenergie. Respektive ist also eine Mindestversetzungsdichte und damit ein kritischer Umformgrad erforderlich [62]. Eine hohe Versetzungsdichte vermehrt die Anzahl möglicher Keimstellen für neue Körner, wodurch auch die Korngröße der gebildeten Körner sinkt [54]. Für gewöhnlich wird dieser Vorgang für das Rekristallisationsglühen von stark umgeformten metallischen Werkstoffen genutzt. Je höher die Versetzungsdichte ist,

desto weniger thermische Energie muss für den Rekristallisationsvorgang aufgewendet werden. Der beschriebene Prozess bezieht sich auf die primäre Rekristallisation. Sie ist von der sekundären Rekristallisation, die eine Form der Kornvergrößerung darstellt, abzugrenzen [57, 63].

Die dynamische Rekristallisation DRX (engl. *dynamic recrystallization*) löst eine signifikante Erhöhung der Duktilität bei Magnesiumlegierungen aus, weil sie ähnlich der DRV zum Abbau von Spannungskonzentrationen führt, die infolge mangelnder Gleitsysteme auftreten [32, 64, 65]. Die DRX beginnt in Magnesiumlegierungen bevorzugt an den Korngrenzen großer Körner, aber auch in Bereichen großer Missorientierung oder Spannungsgradienten, wie an Großwinkelkorngrenzen, in Scher- und Knickbändern oder in umgeformten Bereichen um Ausscheidungen herum [57, 63, 66]. Zusätzlich zur Kornneubildung an Korngrenzen, findet die DRX in verformungsinduzierten Zwillingen als weiterer wichtiger Rekristallisationsmechanismus statt [67]. Da die Entstehung und Bewegung von Versetzungen stark von aktivierbaren Gleitsystemen, dem SCHMID-Faktor m und somit der Textur anhängig ist, ändert sich auch die Rekristallisationskinetik entsprechend der wirksamen Umformmechanismen und Belastungsmodi (Zug- und Druckbeanspruchung) [27, 68, 69]. Entsprechend **Abbildung 8a** wirken die mikrostrukturellen Mechanismen der Rekristallisation durch Zwillingsgrenzen und Subkornbildung in Abhängigkeit der Temperatur und des Umformgrads. Die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der Rekristallisationsmechanismen verursacht eine abnorme Temperaturabhängigkeit des Volumenanteils der dynamisch rekristallisierten Körner [69]. Diese nehmen dieselbe Orientierung wie das Mutterkorn an, weswegen die Bildung eines isotrop rekristallisierten Gefüges bei Mg unwahrscheinlich ist. Eine Texturänderungen würde sich allein durch Verformungszwillinge realisieren lassen, weil diese Bereiche des Kristallgitters eine neue Orientierung erhalten haben [70–72].

Der kritische Umformgrad φ_{krit} für den Beginn der DRX kann anhand der Fließkurve und dessen Übertragung in den KOCKS-MECKING-Plot ermittelt werden. Wie bspw. von den Autoren AL-SAMMAN et al. [32] und YIN et al. [73] an einer AZ31-Legierung nachgewiesen, ist ein Wendepunkt im Verlauf der Verfestigungsrate θ als Funktion der wahren Spannung σ_w festzustellen. Die negierte Ableitung dieser Funktion liefert den Kurvenverlauf in **Abbildung 8b**, anhand dessen die wahre Spannung σ_w zu Beginn der DRX eindeutig am Minimum identifiziert werden kann. Ähnliche Untersuchungen für AZ31 Feinblech sind aus der Literatur nicht bekannt. Gerade weil die Gefügestruktur hier einen Einfluss zeigen kann, ist es notwendig diese Lücke in der vorliegenden Arbeit zu schließen. Aus dem Beispiel von YIN et al. [73] geht hervor, dass sich die Spannung zu Beginn der DRX mit zunehmender Umformgeschwindigkeit erhöht, während der kritische Umformgrad abnimmt. Bei schnellerer Umformung ist weniger Zeit für den Spannungsabbau durch Versetzungsbewegung gegeben. Die notwendige Triebkraft für die DRX durch Spannungsgradienten wird zu kleineren Umformgraden verschoben

und die dynamisch gebildeten und wachsenden Großwinkelkorngrenzen sind auf Grund der Energieakkumulation beweglicher [74, 75].

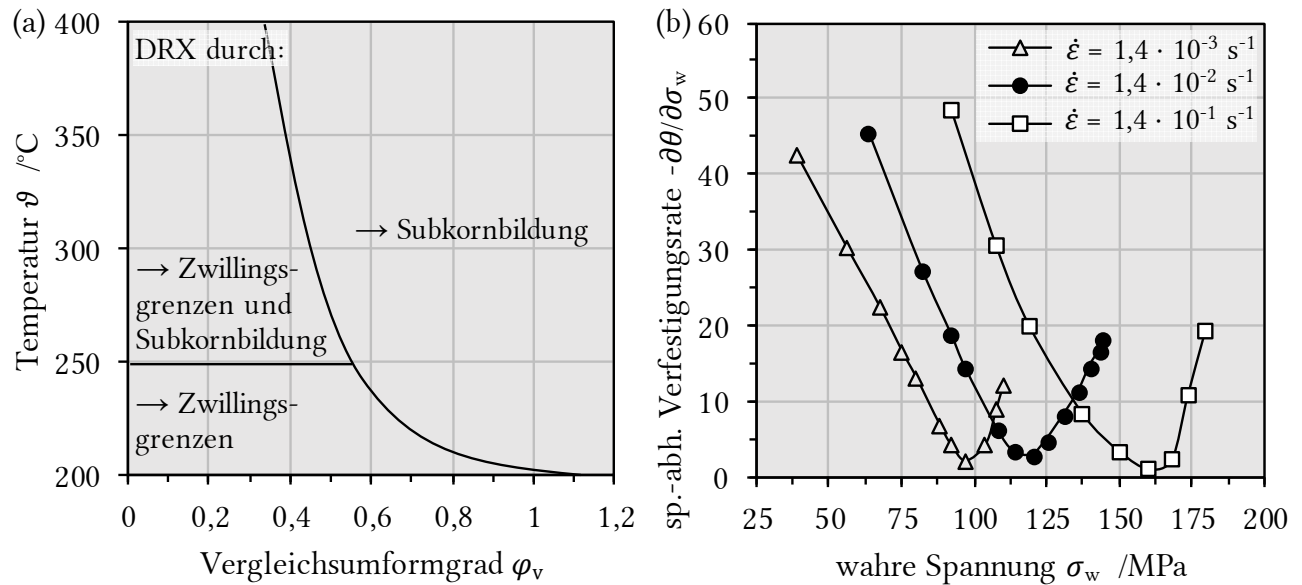


Abbildung 8: Rekristallisationsmechanismen in Abhängigkeit der Temperatur und des Umformgrads nach [69] (a); Verlauf der spannungsabhängigen Verfestigungsrate zur Ermittlung des kritischen Umformgrads einer AZ31 Legierung [73] (b)

Je nach Art und Kinetik kann bei Mg die kontinuierliche CDRX (engl. *continuous dynamic recrystallization*) und diskontinuierliche dynamische Rekristallisation DDRX (engl. *discontinuous dynamic recrystallization*) beobachtet werden [68, 69]. Phänomenologisch streng genommen ist die CDRX ein Erholungsprozess, welcher sich durch die kontinuierliche Aufnahme von Versetzungen in Kleinwinkelkorngrenzen (Kippwinkel $< 15^\circ$) auszeichnet. Dadurch entsteht eine Missorientierungsänderung zwischen den anliegenden Bereichen der Kleinwinkelkorngrenze, es bilden sich Großwinkelkorngrenzen und folglich neue versetzungsarme Körner. Dahingegen entspricht die DDRX der klassischen Keimbildung und dem Keimwachstum, was mit der Bewegung einer Großwinkelkorngrenze einhergeht [63, 71, 76, 77].

2.2.5 Texturentwicklung

Der Begriff Textur wird verwendet, um die Kristallorientierungen mehrerer einzelner Körner in einem Gefüge statistisch zu beschreiben. Bspw. bewirkt eine Umformung die Streckung und Drehung einzelner Körner, wodurch sich eine Häufung bestimmter Kristallorientierungen in Abhängigkeit der Umformrichtung ausbildet. Dies wird als eine ausgeprägte Textur bezeichnet, wie sie z. B. bei flachgewalztem Magnesium in **Abbildung 9a** auftritt. Hier hat sich die Mehrheit der Körner so umorientiert, dass ihre Kristallorientierungen mit der c -Achse der Elementarzellen senkrecht zur Blechebene ausgerichtet sind. Eine ausgeprägte Textur kann auch

thermischer Natur sein, wobei im Folgenden die wie in diesem Fall durch einen Walzvorgang entstandene Walztextur detailliert erörtert wird [78].

Polfiguren drücken die Häufigkeit der gemessenen Kristallorientierungen bestimmter kristallographischer Ebenen im Messbereich als Maß der Intensität aus. Die Orientierung der Ebenennormalen werden auf die Fläche einer Referenzhalbkugel projiziert und in der Polfigur als Kreis aus der Perspektive der Draufsicht dargestellt. Für den Fall einer Texturmessung in der Blechebene, zeigt die (0001)-Polfigur im Zentrum die Häufigkeit der erfassten Basalebennormalen an, deren Orientierung senkrecht zur Blechebene (0° zur Normalen) im Messbereich angeordnet sind (**Abbildung 9b**). Der Messbereich für Polfiguren wird idealerweise so groß gewählt, dass mindestens 1000 bis 2000 Körner des Polykristalls erfasst werden.

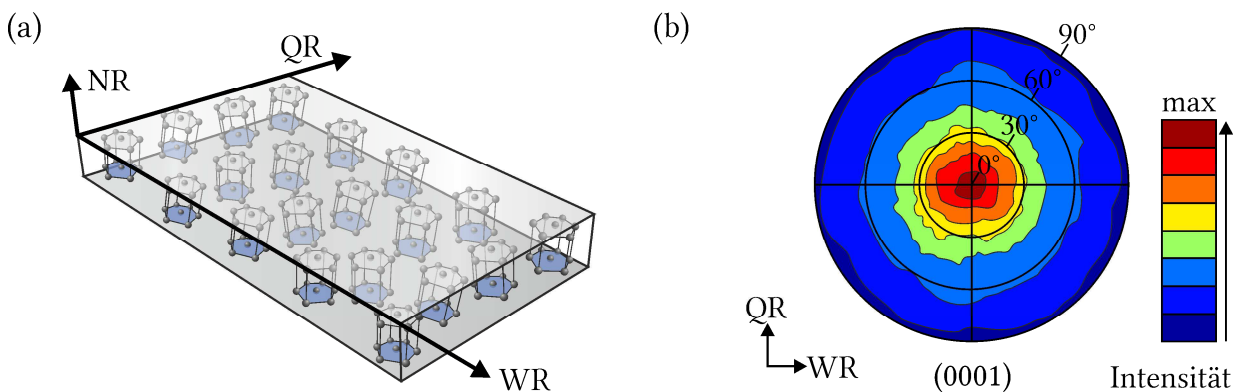


Abbildung 9: schematische Darstellung (a) der ausgeprägten Basaltextur eines gewalzten Magnesiumblechs (NR-Normalenrichtung, QR-Querrichtung, WR-Walzrichtung) mit charakteristischer Polfigur in der QR-WR Messebene (b)

Zum Erhalt der Kristallgitterstruktur geht mit der Scherung des Kristallgitters durch Versetzungsgleiten stets eine Gitterrotation einher. Dadurch ändert sich die Orientierung des Kristalls während der Umformung [79]. Diese Orientierungsänderung hängt von dem aktivierten Gleitsystem ab und überlagert sich der Orientierungsänderungen durch mögliche Zwillingsbildung [72]. Da die Aktivierung eines Gleit- oder Zwillingsystems in der Hauptsache von seinem SCHMID-Faktor m und der CRSS abhängt, kann geschlussfolgert werden, dass sich die Texturentwicklung hauptsächlich nach der Belastungsrichtung bezüglich der Maxima einer ausgeprägten Textur richtet. Für AZ31 mit Basaltextur ist dies über Zug-, Druck- oder Walzversuche bspw. in [80–84] mithilfe von Polfiguren aufgezeigt. Die Autoren HAMA et al. [80] sowie CHOI et al. [85] beschreiben in ihren Untersuchungen die stetige Zunahme der senkrechten Anisotropie für AZ31 Bleche mit steigendem Umformgrad, sowohl bei Zug- als auch Stauchbeanspruchungen. Sie heben hervor, dass die Veränderung der Textur und die Umorientierung des Kristallgitters durch die Zwillingsbildung im ständigen Wechselspiel mit den Umformmechanismen stehen.

Im Schrifttum vielfach im Zusammenhang mit der Textur von Mg diskutiert, stellt die mechanische Zwillingsbildung einen Mechanismus dar (vgl. **Kapitel 2.2.2**, S. 9), anhand dessen das Zusammenspiel aus Belastungsrichtung, ausgeprägter Textur und Belastungsart über mechanische Prüfmethoden direkt nachvollziehbar ist. Eine besonders stark ausgeprägte Textur, wie sie für stranggepresste oder warmgewalzte Magnesiumprodukte in Abhängigkeit der Prozessparameter vorkommt [46, 67, 86], führt bekanntlich zu anisotropen Werkstoffverhalten. Grundlegende Erkenntnisse sind durch HÖTZSCH [87] gewonnen worden, dessen Untersuchungen von Radial- und Längsstauchproben eines stranggepressten Magnesiumdrahtes ergaben, dass das Auftreten der mechanischen Zwillingsbildung von der Lage der Beanspruchungsrichtung zur Vorzugorientierung der Kristalle abhängt. Die Textur des stranggepressten Untersuchungsmaterials lässt sich durch die sogenannte Spiralfasertextur beschreiben, in der die Basalebenen ringförmig parallel zur Strangpressrichtung vorliegen. Unabhängig von der Umformgeschwindigkeit erhielt HÖTZSCH für Längsstauchproben einen parabolischen Verfestigungsverlauf (aktive Zwillingsbildung) und für Radialstauchproben nicht. In **Abbildung 10a** sind in Analogie zu diesen Ergebnissen die Spannungs-Dehnungs-Verläufe nach KNEZEVIC et al. [81] abgebildet, welche einen identischen Effekt, jedoch über die Variation der Beanspruchungsart (Zug/Druck), erreichen. Wie in **Abbildung 10b** nach SHEN et al. [88] aufgezeigt, liegt dem parabolischen Verlauf der Verfestigungsrate bei aktiver Zwillingsbildung keine Geschwindigkeitsabhängigkeit zu Grunde.

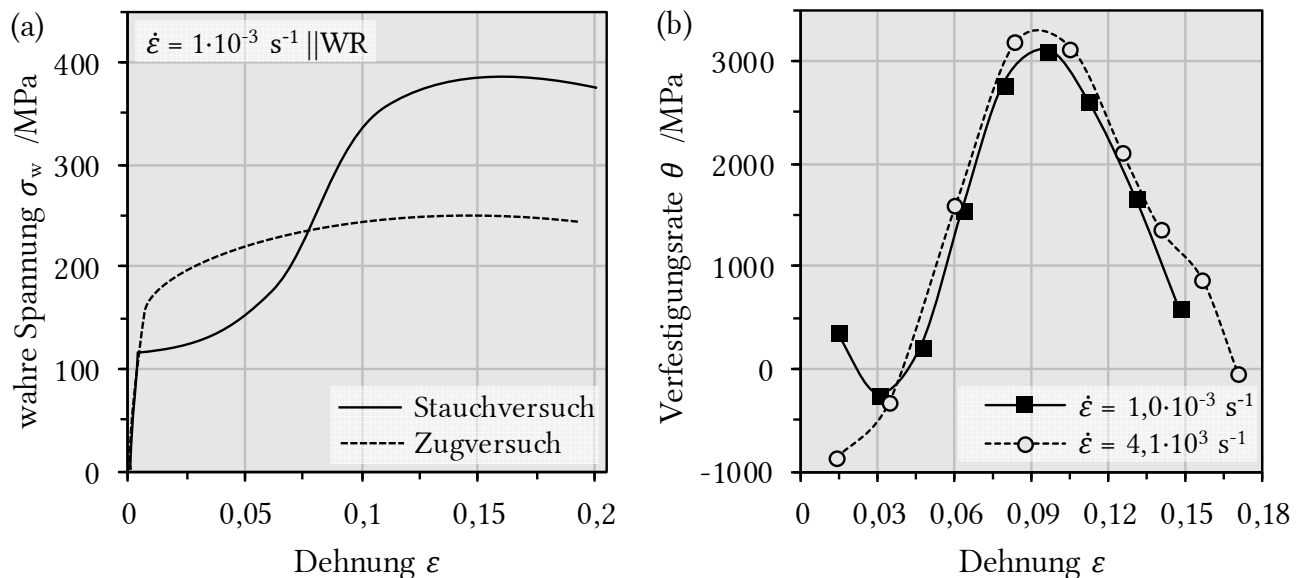


Abbildung 10: Spannungs-Dehnungs-Kurven von AZ31 Blech mit Basaltextur und Belastungsrichtung parallel zur Walzrichtung (a) nach [81]; Verlauf einer Verfestigungskurve hexagonaler Einkristalle mit ausgeprägter Zwillingsbildung (b) nach [88]

Die Radialstauchproben aus HÖTZSCH [87] Untersuchungen können sich auf Grund der mit ihrer c -Achse parallel zur Belastungsrichtung orientierten Kristalle hauptsächlich durch Basal-

und Prismengleitung umformen, wobei die mechanische Zwillingsbildung keinen wesentlichen Beitrag zur Gesamtdehnung leisten kann [87, 89]. Die Druckfließkurven der Längsproben hingegen zeigen einen charakteristischen Verlauf mit der Aktivierung der mechanischen Zwillingsbildung, welche der Verfestigung entgegenwirkt und einen Beitrag zur Gesamtdehnung leistet [90]. Beim anfänglich abgeflachten Verlauf der Fließspannung nimmt die Dichte an Primärzwillingen stark zu, die Kaltverfestigungsrate bleibt jedoch gering (vgl. **Abbildung 10a**). In der darauffolgenden Phase nimmt die Kaltverfestigungsrate zu. Die Analyse der Zwillings- und Matrixmisorientierung von JIANG et al. [91] hat ergeben, dass der zunehmende Anteil an Sekundärzwillingen für den anschließenden Anstieg der Fließspannung zuständig ist. Die erhöhte Anzahl an Zwillingsgrenzen führt hier zur Versetzungsbehinderung.

Die mechanische Zwillingsbildung macht sich durch das Rotieren/Umkappen einzelner Kristallbereiche zuletzt vor allem in einer Veränderung der Textur bemerkbar. So können anhand von Misorientierungsanalysen, bspw. aus einer EBSD Messung heraus, Statistiken darüber geführt werden, welchen Anteil die durch die Zwillingsbildung umorientierten Kristallbereiche haben [92, 93]. Wie es in [94] nach HUANG et al. beschrieben ist, kann diese Umorientierung technologisch dazu genutzt werden, scharfe Texturen gezielt abzuschwächen. Da Zwillingsgrenzen als Keimstellen für die Rekristallisation fungieren und neu gebildete Körner die Kristallorientierung des Mutterkorns annehmen, führt die Wärmebehandlung eines kaltumgeformten (verzwillingten) Mg-Gefüges zu einer Vielzahl neuer Orientierungen (siehe [82]). Ohne die Berücksichtigung dynamischer Rekristallisationsvorgänge, wovon bei RT Bedingungen auszugehen ist, lässt sich das Zusammenspiel der kristallographischen Gleitung und der Zwillingsbildung mithilfe viskoplastischer Mehrkristallsimulationen, wie es die Autoren CHOI et al. [85] für Mg aufzeigen, ermessen. Somit konnten Zug- oder Druckbelastungsmodi bei RT in der Blechebene von basal texturierten Mg simuliert werden, die die relative Aktivität der Umformmechanismen und deren Beitrag zur Texturentwicklung darlegen. Wie in **Abbildung 11a/b** abgebildet, ist die {10-12}-Zugzwillingsbildung bei Zugbeanspruchungen in der Blechebene nahezu inaktiv. Gleichzeitig nimmt der Dehnungsanteil durch Basalgleitung stetig ab, während der Anteil durch Pyramidalgleitung I. Art steigt.

In Analogie zu den zuvor dargelegten Spannung-Dehnungs-Kurven ist die relative Aktivität der {10-12}-Zugzwillinge bei einer Druckbeanspruchung in der Blechebene anfänglich sehr hoch und fällt mit zunehmender Dehnung deutlich ab (**Abbildung 11c/d**). Dazu weist die Pyramidalgleitung II. Art einen spiegelbildlichen Verlauf auf. Die Aktivität der Basalgleitung ist unter Zugbeanspruchung deutlich geringer als die der Pyramidal- und Prismengleitung, bildet jedoch unter Druckbeanspruchung gemeinsam mit der Pyramidalgleitung das Hauptgleitsystem mit fortschreitender Dehnung. Die numerisch simulierte Texturentwicklung auf Grund-

lage dieser Ergebnisse, führt in [85] zu einer guten Übereinstimmung im Vergleich zu experimentell ermittelten Polfiguren. Es entstehen abweichende Texturentwicklungen für Zug- und Druckbeanspruchungen.

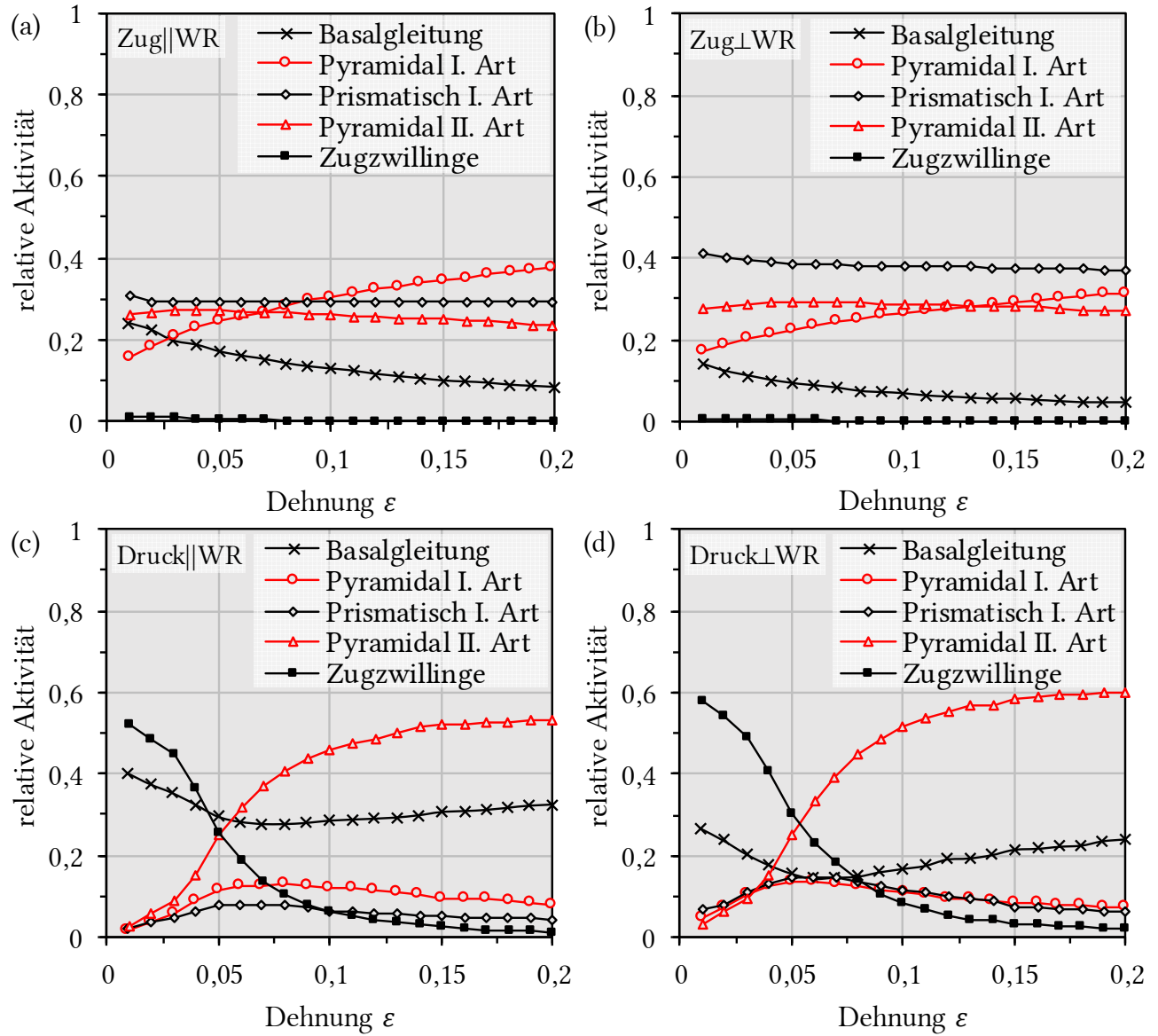


Abbildung 11: relative Aktivität der Umformmechanismen von basal texturiertem AZ31 während einachsiger Beanspruchungen bei RT und $0,005 \text{ s}^{-1}$ Umformgeschwindigkeit in der Blechebene parallel (a, c) und senkrecht (b, d) zur WR [85]

Modellierung der Texturentwicklung

Die vorliegende Arbeit nutzt die Texturmodellierung zum quantitativen Verständnis der aktiven Umformmechanismen im Vergleich zur gemessenen Texturentwicklung. Zu den gegenwärtigen Texturmodellierungsansätzen gehören zum Beispiel der Einsatz des TAYLOR-Modells, von VPSC-Modellen (engl. *visco-plasticity self-consistent*) oder Kristallplastizitäts-FE-Methoden [95]. Das TAYLOR-Modell ist für simulative Trends der Texturentwicklung sehr gut geeignet. Es berücksichtigt eine hohe Anzahl an Körnern und ermöglicht dadurch statistisch

abgesicherte Ergebnisse. VPSC-Modelle und Kristallplastizitäts-FE-Methoden liefern tatsächlich genauere numerische Simulationsergebnisse mit zusätzlichen Informationen zum Verständnis der Textur, jedoch bei deutlich erhöhtem Rechenaufwand. Zudem garantieren diese Methoden nur bei entsprechendem Detailierungsaufwand in der Definition der Randbedingungen zuverlässigere Antworten im Vergleich zu den Ergebnissen des TAYLOR-Modells [96].

Mithilfe der TAYLOR-Theorie wird aus der Orientierungsabhängigkeit die relative Festigkeit eines Gleitsystems berechnet. Als Grundlage dient die Annahme einer plastischen Verformung unter Beibehaltung der Volumenkonstanz mit dem Dehnungstensor:

$$E_{\text{pl}} = \lambda \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -q & 0 \\ 0 & 0 & -(1-q) \end{bmatrix}. \quad \text{Gl. 1}$$

Der polykristalline TAYLOR-Faktor \tilde{M} drückt die während des Verformungsschritts λ im polykristallinen Volumenelement benötigte Verformungsarbeit aus und ist das Maß der relativen Festigkeit jedes der betrachteten Gleitsysteme pro Korn. Das TAYLOR-Modell beschreibt die Rotation einer Orientierung eines Korns in Abhängigkeit der aktivierten Gleitsysteme. Etwaige Effekte durch GBS oder eine inhomogene Dehnungsverteilung sind von dieser Betrachtung ausgeschlossen. Die Herleitungen und das Berechnungsverfahren sind u. a. in [97, 98] zu finden.

2.2.6 Schädigung und Versagen

In Abhängigkeit der Belastungsbedingungen zeichnet sich ein Gewaltbruch durch charakteristische Bruchbilder an der Bruchfläche aus. Diese werden als verformungslose und verformungsarme Sprödbrüche oder Verformungsbrüche bezeichnet. Sprödbrüche setzen plötzlich, mit hohen Rissausbreitungsgeschwindigkeiten ein und benötigen lediglich eine geringe Energie. Verformungsbrüche hingegen benötigen eine hohe Energie und kündigen sich durch eine plastische Verformungszone an [14]. Bei polykristallinen Werkstoffen kommt es während der Umformung zum Aufstau von Versetzungen an Korngrenzen, Phasengrenzen oder Einschlüssen. Infolge dessen entstehen Spannungskonzentrationen, die ab einem kritischen Wert bewirken, dass die dort herrschende Bindung von Gitterebenen gelöst wird und Mikrorisse entstehen. Die darauffolgende Ausbreitung der Mikrorisse ist durch linear-elastische oder elastisch-plastische Vorgänge gekennzeichnet [99].

Analog zu den Umformmechanismen sind die Schädigungsmechanismen vor allem von der kristallographischen Struktur, für den Fall von Mg, von den Merkmalen des hdp-Kristallgitters abhängig. So zeigt die Umformung einer gewalzten AZ31-Legierung bei RT in den Untersuchungen von PAN et al. [100], dass sich die Umform- und Schädigungsmechanismen bei Zug- bzw. Scherproben deutlich unterscheiden. Anhand von Spannungs-Dehnungs-Kurven wurde

gezeigt, dass sich das Verfestigungsverhalten beim einachsigen Zug im Vergleich zur Scherbeanspruchung merklich unterscheidet. Zudem änderte sich das Bruchbild von einem Verformungsbruch zu einem verformungslosen Sprödbbruch. Weiterhin ist die Bildung von Doppelzwillingen der dominierende Verfestigungsmechanismus bei einachsigem Zug, während Zugzwillinge bei Scherbeanspruchung überwiegen. Die Autoren SELVARAJOU et al. [101] schildern gleichartige Ergebnisse mittels einer FEM-Simulation (Finite Elemente Methode). Die Vernetzung stellt einen polykristallinen Körper mit voreingestellter Basaltextur dar. Ein hoher Triaxialitätsfaktor bewirkt, dass die Umformung hauptsächlich durch prismatische Gleitsysteme getragen wird und bei geringem Triaxialitätsfaktor hauptsächlich durch pyramidale Gleitsysteme [101] (der Triaxialitätsfaktor η stellt eine skalare Größe zur Beschreibung des Spannungszustands dar, siehe **Kapitel 2.3.2**, S. 31).

Spröd-/Spaltbruch

Werkstoffe mit makroskopisch sprödem Bruchverhalten finden in der Umformtechnik selten Betrachtung, da sie die wichtigste zur Umformung notwendige Eigenschaft der Duktilität nicht aufweisen. Tiefe Temperaturen, hohe Umformgeschwindigkeiten und mehrachsige Spannungszustände, etwa durch Kerben, schroffe Übergänge oder Scherbeanspruchungen, werden in der Fachliteratur als sprödbbruchfördernde Bedingungen diskutiert. Dennoch ist es bedeutsam im Rahmen dieser Arbeit die Thematik aufzugreifen, da die zu untersuchende Magnesiumlegierung AZ31 sowohl bei niedrigen Temperaturen als auch bei Beanspruchungen mit großem Scheranteil duktiles Schädigungsverhalten auf mikromechanischer Ebene aufweist [100, 102]. Die Entwicklung eines Sprödbbruches erfolgt dabei zwei Schritten [103]:

- Entstehung von Mikrorissen durch lokale Spannungsüberhöhungen an einer Inhomogenität im Gefüge,
- Ausbreitung des Mikrorisses in oder entlang einer Korn-, Zwillings- oder Phasengrenze und Fortschreiten eines makroskopischen Risses bis zum ganzheitlichen Versagen.

Der Sprödbbruch ist ein makroskopisch elastischer Bruch, dessen Bruchfläche senkrecht zur größten Hauptnormalspannung liegt. Bei sog. quasi-spröden Werkstoffen (hauptsächlich Metalle bei tiefen Temperaturen) finden mikroplastische Prozesse statt, welche die Bildung der Mikrorisse hervorrufen. Glas, Keramik oder Silizium hingegen gehören zur Gruppe der völlig spröden Werkstoffe, da selbst auf Mikroebene nur reinelastisches Verhalten zum Lösen von Atombindungen führt. Bei Mehrkristallen kann die plötzliche Rissausbreitung sowohl transkristallin als auch interkristallin erfolgen. Der transkristalline Spaltbruch zeichnet sich durch viele Orientierungen an der Trennfläche ab, weil der Riss durch mehrere Körner unterschiedlicher Orientierung hindurch läuft. Der Zusammenhalt zwischen den Körnern ist so groß, dass die atomaren Bindungen innerhalb jedes Kornes zerstört werden. Ist jedoch der Zusammenhalt

zwischen den Körner durch den Aufstau von Versetzungen oder GBS geschwächt, so kommt es zu einem interkristallinen Bruch mit einer Rissausbreitung entlang von Korngrenzen [104].

Für Mg existieren verschiedene atomare Ebenen, auf denen sich ein Riss innerhalb eines Kristalls ausbreiten kann. Dabei ist die Orientierung des Risses zum aktiven Gleit- oder Zwillingsystem von Bedeutung [105]. RAY und WILKINSON [106] beschreiben den Bruchverlauf von AZ31 Zugproben bei RT mit der Bildung von Mikrorissen und -poren und anschließend der schnellen Ausbreitung eines makroskopischen Risses. Der Volumenanteil der Mikrohöhlräume vor dem Bruch betrug dabei weniger als 0,05 %. Das spröde Bruchverhalten bei RT ist auf die niedrige Stapelfehlerenergie des Mg zurückzuführen. Gerade bei niedrigen Temperaturen verursacht sie, dass die Versetzungsbewegung an ihre Gleitebenen gebunden ist und somit zum Versetzungsaufstau und einer starken lokalen Verfestigung des Werkstoffs führt (vgl. Kapitel 2.2.1, S. 5).

Beim Spaltbruch von Mg verliert der Werkstoff seinen Zusammenhalt vorwiegend an Korn- und Zwillingsgrenzen. Zu dieser Erkenntnis kommen NEMCKO et al. [107] in ihren Untersuchungen an Zugproben aus kommerziell reinem Mg. Durch die Abwesenheit von Legierungselementen kann davon ausgegangen werden, dass lokale Spannungsüberhöhungen nicht durch Partikel ausgelöst werden. Wie in **Abbildung 12** zu erkennen ist, verläuft der Bruch entlang von Korngrenzen und weist damit das charakteristische Bruchbild eines interkristallinen Spaltbruchs auf. Weiterhin sei darauf hinzuweisen, dass die Zwillingsbildung in großen Körnern dazu führt, dass der Riss ebenso entlang dieser Zwillingsgrenzen verläuft.

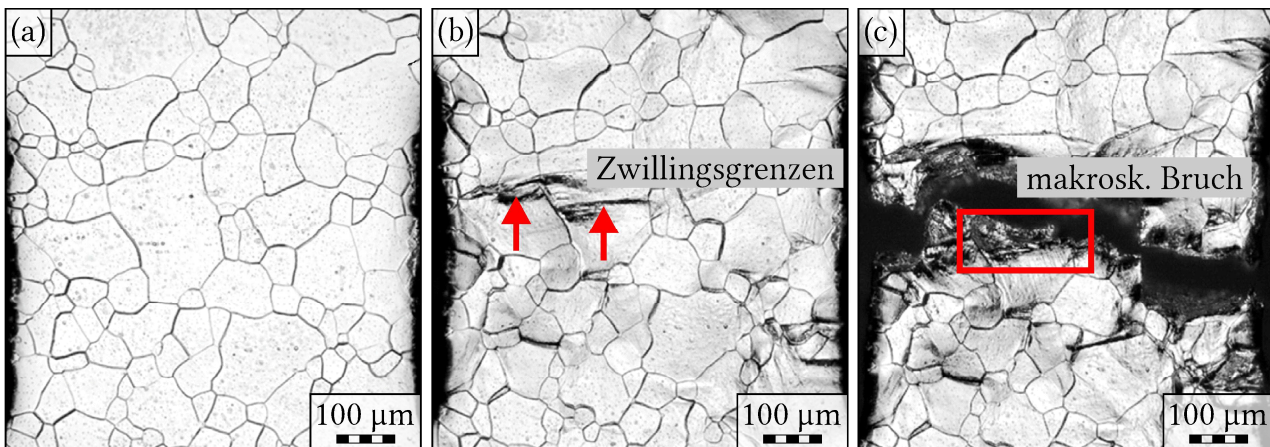


Abbildung 12: lichtmikroskopische Aufnahmen einer unter einachsiger Zug belasteten Magnesiumprobe im Ausgangszustand (a), mit 2 % Dehnung (b) und zum Zeitpunkt des Bruchs (c); die Pfeile und der rote Rahmen markieren die Rissinitiierung, die zum ganzheitlichen Versagen führten [107]

Als einer der Ersten formulierte OROWAN [108] das Spaltbruchkriterium als Überschreiten der größten Hauptspannung eines werkstoffabhängigen kritischen Werts σ_{krit} . Sollte der belastete Werkstoff anfangen zu fließen, wird die größte Hauptspannung keineswegs soweit ansteigen,

dass sie diesen kritischen Wert erreicht. Liegt die größte Hauptspannung also unterhalb dieses kritischen Werts, kann der Bruch nicht als Spaltbruch beginnen [109]. Aus den Bindungskräften von benachbarten Atomen im Kristallgitter lässt sich die theoretische Zugfestigkeit bestimmen. Tatsächlich ist jedoch die technische Zugfestigkeit bis zu zwei Größenordnungen kleiner, was laut GRIFFITH [110] auf die Existenz von kleinen Fehlstellen in Form von Mikrorissen zurückzuführen ist. Das GRIFFITH'sche Bruchkriterium beschreibt eine kritische, äußere Spannung σ_{krit}^* die dazu führt, dass ein senkrecht belasteter Mikroriss der Länge $2s$ sich in einem spröden Werkstoff instabil auszubreiten beginnt:

$$\sigma_{\text{krit}}^* = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi \cdot (1 - \nu^2) \cdot s}} \quad \text{Gl. 2}$$

Die sog. kritische mikroskopische Spaltbruchspannung σ_{krit}^* ist definiert als die äußere Spannung, die an ein repräsentatives Volumenelement (RVE) angelegt wird. Von LEMAITRE [111] wurde ein RVE-Mindestvolumina von $(0,1 \text{ mm})^3$ für Metalle vorgeschlagen, damit es groß genug sei, dass eine ausreichende Wahrscheinlichkeit für die Existenz eines Mikrorisses vorliegt, und klein genug, den Spannungszustand als homogen annehmen zu können. Das GRIFFITH'sche Bruchkriterium ist ein Modell zur lokalen Versagensvorhersage und gilt für den Spannungszustand der ebenen Dehnung. Dabei ist γ die spezifische Oberflächenenergie, E das Elastizitätsmodul und ν die Querkontraktionszahl. Weil dieser Ansatz das lokale plastische Fließen an der Rissspitze jedoch nicht berücksichtigt, konnte er experimentell bisher nur an spröden Glasproben und keinen Metallen bestätigt werden [112]. In dem Ansatz nach IRWIN [113] und OROWAN [108] wurde dem Abhilfe geschaffen, indem die plastische Verformungsenergie γ_{pl} in die Bilanz mit aufgenommen wird:

$$\sigma_{\text{krit}}^* = \sqrt{\frac{2E \cdot [\gamma + \gamma_{\text{pl}}]}{\pi \cdot (1 - \nu^2) \cdot s}} = \sqrt{\frac{2E \cdot [\gamma_{\text{eff}}]}{\pi \cdot (1 - \nu^2) \cdot s}} \quad \text{Gl. 3}$$

Allgemein ist γ_{eff} als die effektive Oberflächenenergie oder spezifische Bruchenergie bekannt. Die plastische Verformungsenergie γ_{pl} ist von der Beweglichkeit der Versetzungen abhängig und kann je nach Material, Temperatur und Umformgeschwindigkeit ähnlich oder zwei bis drei Ordnungen größer als γ sein [114]. In der Modellierung von Blechumformprozessen ist für AZ31 Feinblech bisher unbekannt, ob Spaltbruchkriterien für niedrige Temperaturen notwendig sind, oder ab wann duktile Schädigungsmechanismen hauptsächlich zum tragen kommen.

Duktiler Bruch/Verformungsbruch

Verfügt ein metallischer Werkstoff über ausreichend Duktilität, so werden die aufgrund einer äußeren Belastung entstandenen Spannungen durch Umformmechanismen abgebaut. Die Energie, die dabei bis zum Bruch benötigt wird, ist um ein Vielfaches höher im Vergleich zum Spaltbruch. Die Umformmechanismen unterliegen den Eigenschaften der Kristallgitterstruktur ebenso wie der Zusammensetzung des Werkstoffs. Legierungen bestehen aus mehreren Phasen, Ausscheidungen und Einschlüssen, welche Inhomogenitäten im Gefüge darstellen. Bei einer ausreichend großen Mobilität der Versetzungen kommt es im Bereich der Partikel vor dem Eintreten der Mikrorissbildung zur plastischen Verformung. Durch den auftretenden Versetzungsaufbau und die damit verbundenen Spannungen kommt es zur Bildung und zum Wachstum von Hohlräumen um die Partikel herum. Die Hohlräumbildung ist stark sowohl von den Materialeigenschaften wie Partikelfestigkeit, -größe und -form als auch dem Verfestigungsverhalten der Matrix abhängig. Hohlräume bilden sich dabei aufgrund voneinander ablösender Korngrenzen an Triplepunkten, durch Ablösen der Matrix von Partikeln oder durch Zerschneiden der Partikel. Der Vorgang des Ablöses geschieht bei einem weichen Matrixmaterial und das Zerschneiden der Partikel bei einem festen Matrixmaterial [115]. Durch mikroplastisches Fließen vergrößern sich diese Hohlräume in Folge einer zunehmenden makroskopischen Beanspruchung soweit, dass die einzelnen Hohlräume sich irgendwann vereinen (siehe **Abbildung 13**). Die durch die Vereinigung von Hohlräumen (Koaleszenz) entstehenden Bruchflächen weisen eine typische Waben- oder Grübchenstruktur auf. Bei Werkstoffen, wo die zweite Phase und die Einschlüsse gut an der Matrix anbinden, ist die Hohlräumbildung oft ein kritischer Punkt, an dem der Bruch bereits kurz nach der Bildung solcher eintritt. Erreichen diese Hohlräume eine kritische Größe im Verhältnis zu ihrem Abstand zueinander und der Größe der lokalen plastischen Instabilität, führt das zum ganzheitlichen Versagen [116].

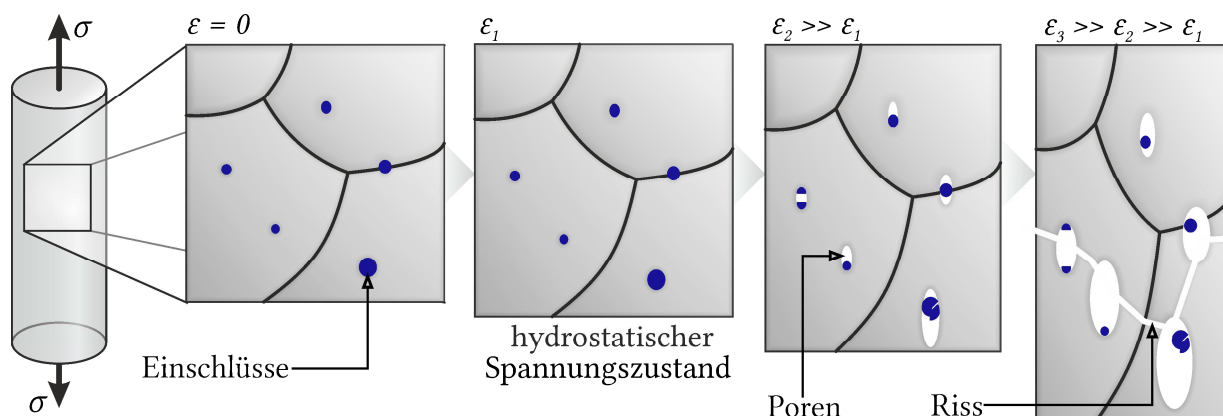


Abbildung 13: schematische Darstellung der duktilen Schädigungsmechanismen von der Mikroporenbildung, über das Porenwachstum, bis zur Koaleszenz der Poren und der Bildung eines Risses nach [117]

Wie RODRIGUEZ et al. [102] in ihrer Untersuchung nachweisen, zeigen die spröden Bruchcharakteristika einer AZ31 Legierung bei RT und 100 °C einen Übergang zu duktilen Bruchverhalten bei Temperaturen ab 200 °C. Mit zunehmender Temperatur nehmen die Dichte und Tiefe der Waben- bzw. Grübchenstruktur an den Bruchflächen der Proben zu. In **Abbildung 14** sind die Ergebnisse aus LHUISSIER et al. [118] dargestellt, worin die Hohlraumbildung und das -wachstum mittels Röntgenmikrotomographie *in situ* (während des Versuchs) an einer AZ31 Zugprobe bei 400 °C gemessen wurde. Sie zeigen, dass sowohl die Anzahl als auch die gemittelte Größe der gebildeten Hohlräume bei konstanter Umformgeschwindigkeit linear zunehmen.

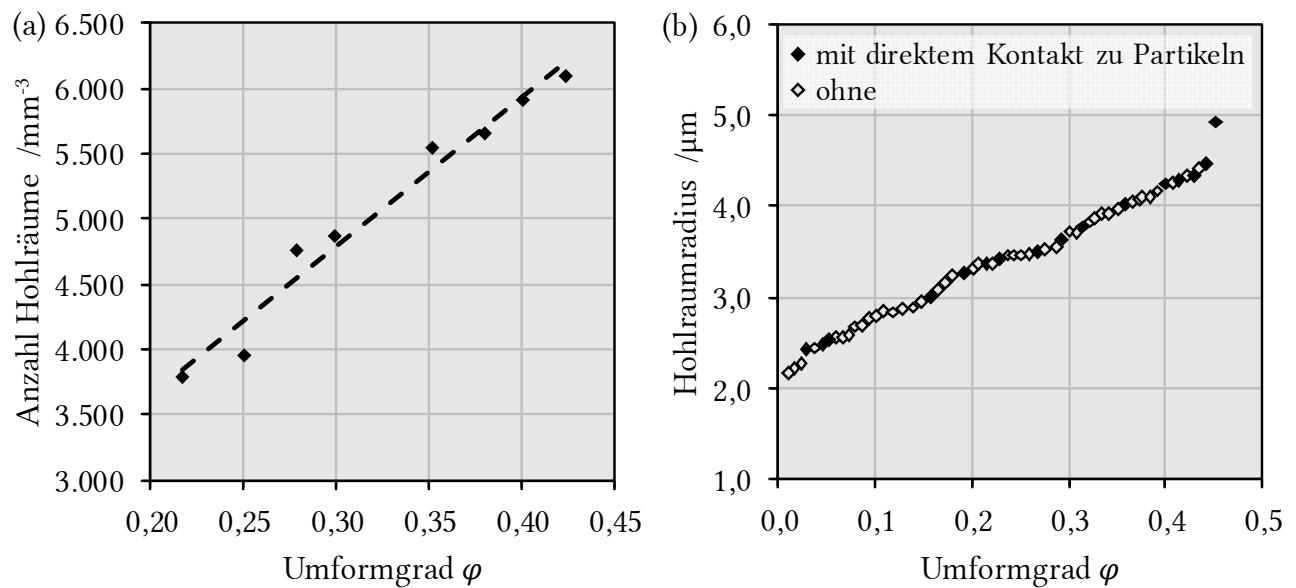


Abbildung 14: die in Abhängigkeit des Umformgrads herbeigeführte Anzahl von Hohlräumen pro mm^3 (a) und deren Radius (b) einer AZ31 Magnesiumlegierung unter Zugbelastung bei 400 °C [118]

Obwohl ca. 30 % der Hohlräume in direktem Kontakt zu Partikeln einer zweiten Phase stehen, konnten die Autoren nachweisen, dass diese zwar die Hohlraumbildung auslösen, aber das Hohlraumwachstum nicht weiter beeinflussen. Die Form der Hohlräume ist aber stark von den aktiven Umformmechanismen abhängig. So zeigen NEMCKO et al. [119], dass das anisotrope Materialverhalten des Magnesiumkristalls zur Ausbildung unregelmäßig geformter Hohlräume führt. Zum Vergleich demonstrieren die Autoren, dass unter denselben Versuchsbedingungen, die definiert eingebrachten (kreisrunden) Hohlräume, sich bei der Belastung einer Kupferprobe unabhängig von der Belastungsrichtung gleichmäßig vergrößern. Durch den speziellen Herstellungsprozess des Untersuchungswerkstoffs (siehe **Kapitel 4**, S. 55) zeichnet sich das AZ31 Feinblech durch besonders homogen und feinverteilte Partikel zweiter Phase aus. Im Schrifttum ist für diesen Ausgangszustand bisher nicht belegt, welche Rolle diese Partikel mit

Bezug auf ihre mechanischen Eigenschaften und ihre Morphologie bei duktiler Schädigung einnehmen können.

2.3 Plastomechanik und Ansätze der Werkstoffmodellierung

Durch das nicht-lineare Zusammenspiel von dynamischen Ver- und Entfestigungsprozessen, sowie Umform- und Schädigungsmechanismen ändert sich der Zustand der Mikrostruktur und damit das mechanische Verhalten während der Umformung [7]. Als Basis für die Modellierung von spannungs- und umformgradabhängigen Werkstoffeigenschaften werden Prüfmethoden angewandt, mit denen es aus einer Kombination von Versuchen möglich ist, werkstoffspezifische Kennwerte abzuleiten. Diese Prüfmethoden zielen durch die individuelle Auslegung der Proben auf die Herbeiführung von definierten Spannungs- bzw. Dehnungszuständen [120]. Im Folgenden werden die Lehrsätze der Bruch- und Plastomechanik sowie der Schadensanalyse ausschnittsweise dargelegt und im Sinne der FEM-Simulation diskutiert. Den Schwerpunkt bildet hierbei die Anwendung in Blechumformprozessen.

2.3.1 Beschreibung des Spannungs- und Dehnungszustandes

Die formgebenden Blechbearbeitungsverfahren zur Herstellung von dünnwandigen Bauteilen lassen sich grundsätzlich in Biege- und Ziehverfahren unterteilen. Die jeweiligen Umformverfahren wie z. B. das Biegen, Rollen oder Verwinden bzw. Tiefziehen, Streckziehen oder Durchziehen grenzen sich durch besondere Verfahrensmerkmale voneinander ab (tiefergehende Erläuterungen sind u. a. in [121] zu finden). Vor allem aber unterscheiden sie sich in den lokal auftretenden Spannungszuständen. Der Begriff Spannungszustand bezeichnet alle Normal- und Schubspannungen, die an einem beliebigen Ort eines Körpers auftreten. Durch die aufgebrachten Beanspruchungen der Blechbearbeitungswerkzeuge lösen diese lokal unterschiedliche Dehnungszustände aus.

Der Zusammenhang zwischen Spannung und logarithmischer Formänderung wird durch das Fließgesetz beschrieben und setzt sich aus Fließregel und Fließbedingung zusammen. Die Fließregel gibt an, wie die Formänderungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Spannungen lauten. Im Gegensatz zur einachsigen Spannung, die einen Spezialfall darstellt, muss eine Fließbedingung für das Fließen im mehrachsigen Spannungszustand aufgestellt werden. Ein Spannungszustand in Punkt P (vgl. **Abbildung 16a**) wird mithilfe des Spannungstensors $\vec{\sigma}$ (CAUCHY-Spannungstensor genannt) und neun Spannungskomponenten, der drei Normalspannungen σ_{ij} und sechs Schubspannungen τ_{ij} , beschrieben (Gl. 4). Aufgrund der Symmetrie des Spannungstensors besteht er aus nur sechs unabhängigen Größen und kann auch in der VOIGT'schen Notation als 6×1 -Vektor geschrieben werden. Die Größe der angreifenden Nor-

mal- und Schubspannungen hängt von der Lage des Punktes P innerhalb des belasteten Körpers ab. Der Spannungszustand ist durch die drei Hauptspannungen σ_1 , σ_2 und σ_3 eindeutig bestimmt:

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix}. \quad \text{Gl. 4}$$

Der Spannungszustand ist eine zentrale Größe in der Kontinuumsmechanik, stellt aber die experimentelle Festkörpermechanik vor Schwierigkeiten in dessen Messung. Deutlich weniger aufwendig ist jedoch die Messung des Dehnungszustandes über direkte Messmethoden. Die Bestimmung des Grenzformänderungsverhaltens eines Blechwerkstoffes ist eine bekannte Werkstoffcharakterisierung, wobei der Dehnungszustand einen der Prüfparameter darstellt. Die Bestimmung der Grenzformänderung (GFÄ) ist die Verbindung zwischen Laborprüfung und dem praktischen Ziehteil, indem die lokalen Dehnungszustände als Maß für die tatsächliche Beanspruchungsbedingung herangezogen werden. Verfahrensgebundene Prüfmethode, wie der ERICHSEN-Tiefungsversuch, Näpfchenziehversuch nach SWIFT, MARCINIAK oder NAKAJIMA, spielen eine entscheidende Rolle für die Ermittlung mechanischer Kennwerte für die industrielle Blechumformung [122].

Die Methode zur Vorhersage der GFÄ wurde 1963 von KEELER, BACKOFEN und 1968 von GOODWIN entwickelt [123, 124]. Experimentell ermittelte Punkte aus Haupt- und Nebenformänderung (φ_1 und φ_2) werden durch die Grenzformänderungskurve FLC (*engl.* forming limit curve) verbunden. Die FLC zeigt den Übergang von schadensfreier zu schadensbehafteter Umformung an. Je nach Prüfvorhaben stellt entweder die Einschnürung oder der Riss der Blechprobe das Versagenkriterium dar [125]. In **Abbildung 15a** sind Spannungszustände am Beispiel eines einfachen Ziehteils schematisch dargestellt. Bspw. der Spannungszustand im Ziehteilboden löst den Dehnungszustand des Streckziehens aus und zeichnet sich durch $\varphi_1 = \varphi_2$ im Grenzformänderungsschaubild FLD (*engl.* forming limit diagram) aus (**Abbildung 15b**). Analog kann der Spannungszustand in der Zarge der sogenannten ebenen Dehnung und der Spannungszustand im Flanschbereich dem des Tiefziehens zugeordnet werden. Diese Darstellung geht davon aus, dass das Werkstoffversagen hauptsächlich durch den Dehnungszustand in der Blechebene bestimmt wird. Der Bereich der ebenen Dehnung stellt in der Praxis kritische Punkte am Blechbauteil dar, weil er im Bereich von Stempel- und Ziehradien auftritt und aufgrund der niedrigen GFÄ schnell zum Versagen führt [126]. Weiterhin sei anzumerken,

dass diverse Radien des Tiefziehwerkzeugs überlagerte Biegespannungen und oberflächen-nahe Schubspannung aufgrund der Reibung auslösen. In der Realität ist daher der Spannungszustand über die Blechdicke nicht als homogen zu betrachten [127].

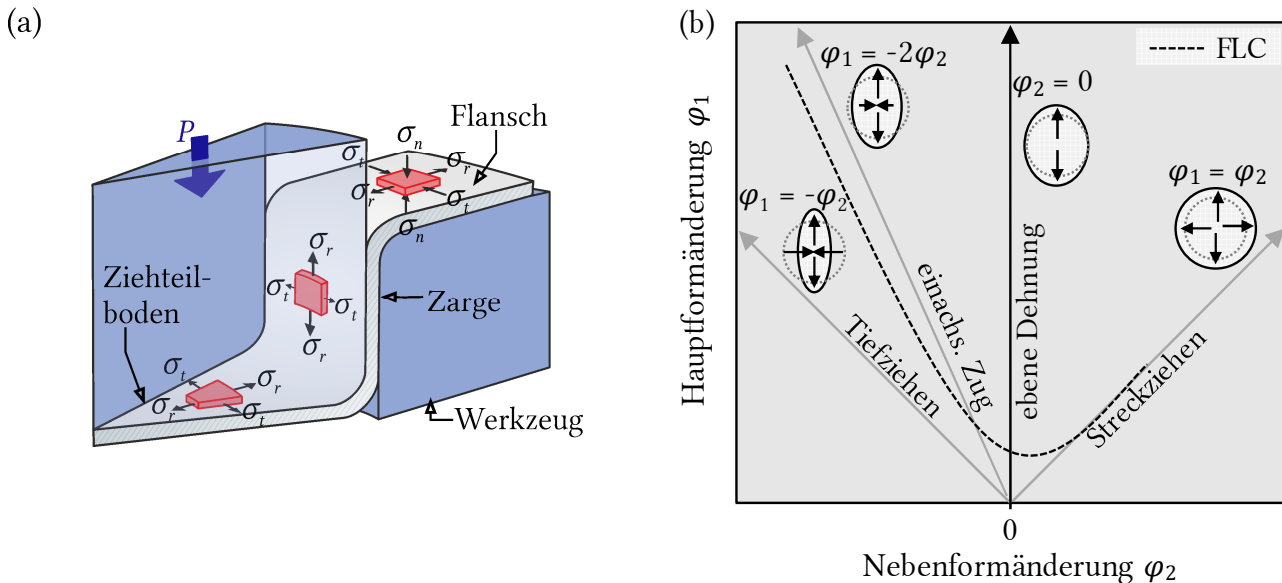


Abbildung 15: lokale Spannungszustände in einem einfachen Ziehteil lösen unterschiedliche Dehnungszustände aus (a); in Abhängigkeit des Dehnungszustands liefert das Grenzformänderungsdiagramm den Zeitpunkt des Versagens (b) [10, 128]

Die Methode zur Ermittlung der Umformgrade φ_1 und φ_2 basiert auf der Vermessung einzelner Elemente eines auf der Blechoberfläche aufgetragenen Rasters (z. B. Kreis- oder Liniennetz) mit definierter Messlänge. Ähnlich der in **Abbildung 15b** dargestellten Streckung der Kreislinien zu Ellipsen, verändert das Messraster seine Form infolge der Umformung des Werkstoffes. Der Umformgrad in Blechdickenrichtung wird mit $\varphi_1 + \varphi_2 = -\varphi_3$ über das Gesetz der Volumenkonstanz/Inkompressibilität bestimmt.

Für AZ31 zeichnen sich die Temperatur und Umformgeschwindigkeit als dominierende Einflüsse auf die Lage der FLC ab. Eine starke Zunahme der GFÄ ist ab 200 °C zu erwarten und eine weitere Steigerung mit höheren Temperaturen [129, 130]. Eine Erhöhung der Umformgeschwindigkeit wirkt sich mindernd auf die GFÄ von AZ31 aus [131]. BRUNI et al. [129] kommen zu dem Ergebnis, dass sich der Einfluss der Umformgeschwindigkeit im Spannungszustand des Streckziehens stärker niederschlägt als im einachsigen Zug oder Streckziehen. Dieses Verhalten wäre auf die Abhängigkeit der auftretenden Mechanismen GBS, DRX und Kornwachstum vom Spannungszustand zurückzuführen. Die Untersuchungen von NODA et al. [132] an feinkörnigen AZ31 unter biaxialer Zugbeanspruchung, wo es verstärkt zu GBS gekommen ist, belegen dies. Die Autoren WANG et al. [133] weisen darauf hin, dass die Auswirkung der Umformgeschwindigkeit, d. h. die Dehnratenempfindlichkeit (M -Wert, Gl. 5), mit

steigender Temperatur im Bereich von 130 °C bis 210 °C zunimmt. Die Dehnratenempfindlichkeit stellt die Veränderung der wahren Spannung in Abhängigkeit der Dehnrade dar:

$$M = \frac{\partial \ln \sigma_w}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \quad \text{Gl. 5}$$

Des Weiteren gibt es vereinzelte Untersuchungen zur GFÄ unter hochdynamischer Belastung. So zeigen ULACIA et al. [134], dass die elektromagnetische Blechumformung ($\dot{\varphi} \approx 1500 \text{ s}^{-1}$) eines 1,0 mm dicken AZ31-Blechs im Unterschied zur quasistatischen Prüfung zu einer höheren Fließgrenze und GFÄ bei RT geführt hat. Da die GFÄ stark von der Dehnratenempfindlichkeit und dem Verfestigungsexponent (n -Wert, Gl. 6) von AZ31 abhängt, sollten sie bei der Ermittlung und Einordnung von FLCs berücksichtigt werden [135]. Der Verfestigungsexponent steht über das Potenzgesetz

$$k_f(\varphi) = k_{f0} \cdot \varphi^n \quad \text{Gl. 6}$$

im Verhältnis zur Fließspannung von Kaltfließkurven. So führt ein hoher n -Wert dazu, dass bereits verfestigte Bereiche die Deformation zu den umliegenden Bereichen verschieben und das Werkstoffversagen verzögern. In ähnlicher Weise wirkt sich der positive Anstieg des M -Werts dort aus, wo lokalisierte Verformung verhindert wird [136]. Die Autoren DUYGULU und AGNEW [137] schildern in ihren Untersuchungen an gewalzten AZ31 Blechen, dass der M -Wert von RT bis 200 °C um das 15-fache ansteigt und damit ein maßgebliches Indiz für die gute Umformbarkeit bei hohen Temperaturen ist. Die FLC wird in der FEM-Simulation dazu genutzt, lokale Dehnungszustände zu erkennen, die ein kritisches Niveau erreichen. Weiterhin nützt sie der Auslegung von Blechbauteilen sowie derer Herstellungsprozesse [138]. Es ist eine bewährte Methode, jedoch berücksichtigt die normgerechte Ermittlung der GFÄ nur lineare Dehnungspfade. Dadurch ist ihre Anwendung bei Biegeprozessen eingeschränkt und liefert keine verlässlichen Ergebnisse für Bauteile mit nichtlinearen Dehnungspfaden [139].

Dem gegenüber stehen technologische Prüfmethode wie der ERICHSEN-Tiefungsversuch oder der Näpfchenziehversuch nach SWIFT, die das Einsetzen eines Risses beim Formen eines Napfs aus einer Ronde detektieren. Die Ziehtiefe und der Napfdurchmesser geben zwar Aufschluss über die Tiefziehtauglichkeit des Werkstoffs, können jedoch nicht in einer numerischen Simulation als Werkstoffkennwert verwendet werden.

2.3.2 Triaxialitätsfaktor und Lode-Parameter

In der numerischen Simulation von Umformprozessen mithilfe der FEM wird sowohl der Ortstensor (Translation und Rotation) und der Verzerrungstensor (Dehnung) als auch die Zustandsvariablen wie Umformgrad, Umformgeschwindigkeit und Temperatur jedes Elements in

definierten Zeitschritten berechnet. Sollen innerhalb des Fließgesetzes, d. h. im Materialmodell mehrachsige Spannungszustände berücksichtigt werden, so können aus dem Spannungstensor $\vec{\sigma}$ (siehe **Kapitel 2.3.1**, S. 28) und dem Spannungsdeviator \mathbf{S} skalare Größen berechnet werden, welche Berücksichtigung in der Fließbedingung finden. Als Spannungsdeviator ist der Teil des Spannungstensors gemeint, der von dem hydrostatischen Anteil abweicht: $\vec{\sigma} - \sigma_m \delta_{ij}$. Im Folgenden werden die Hauptinvariante I_1 und die deviatorischen Spannungsinvarianten J_2 und J_3 betrachtet [140]. Im Hauptspannungsraum sind sie entsprechend

$$I_1 = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \quad \text{Gl. 7}$$

$$J_2 = \frac{1}{6}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2] \quad \text{Gl. 8}$$

$$J_3 = (\sigma_1 - \sigma_m) \cdot (\sigma_2 - \sigma_m) \cdot (\sigma_3 - \sigma_m) \quad \text{Gl. 9}$$

berechnete Skalare, welche unabhängig vom gewählten Koordinatensystem als Spannungszustandsparameter

$$p = -\sigma_m = -\frac{I_1}{3} = -\frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad \text{Gl. 10}$$

$$q = \sigma_v = \sqrt{3J_2} = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2]} \quad \text{Gl. 11}$$

$$r = \left(\frac{27}{2}J_3\right)^{1/3} = \left[\frac{27}{2}(\sigma_1 - \sigma_m) \cdot (\sigma_2 - \sigma_m) \cdot (\sigma_3 - \sigma_m)\right]^{1/3} \quad \text{Gl. 12}$$

im Triaxialitätsfaktor η , dem Lode-Parameters L oder dem normierten Lode-Winkel $\bar{\theta}$ insbesondere bei der Schädigungsmodellierung zur Anwendung kommen [141–145]. Wie in **Tabelle 3** beispielhaft dargelegt, kann das Zusammenwirken der drei Hauptspannungen bei verschiedenen lokalen Belastungsarten mithilfe dieser Skalare unterschieden werden und in Modellansätzen für komplexe Spannungszustände berücksichtigt werden.

Der Triaxialitätsfaktor η ist der Quotient aus dem Mittelwert σ_m der Hauptspannungen und der Vergleichsspannung σ_v nach VON MISES:

$$\eta = \frac{I_1}{\sqrt{3J_2}} = \frac{-p}{q} = \frac{\sigma_m}{\sigma_v} . \quad \text{Gl. 13}$$

Im Schrifttum ist die Abhängigkeit der Schädigungsmechanismen von dem Triaxialitätsfaktor mehrfach dokumentiert, jedoch liefert die Berücksichtigung der dritten Spannungsinvariante in Form des Lode-Parameters bei Scherbeanspruchungen genauere Ergebnisse [146–148]. Mit einem Wert zwischen -1 und 1 entsprechend Gl. 15 zeigt der Lode-Parameter an, ob die Be-

lastung eher axialsymmetrisch ist oder dominierende Anteile der Scherung aufweist. Die Herleitung über den Lode-Winkel θ zeigt folgenden Zusammenhang zur normierten dritten Spannungsinvariante ξ :

$$\xi = \cos(3\theta) = \left(\frac{r}{q}\right)^3 \quad \text{Gl. 14}$$

$$L = \sqrt{3} \tan \theta = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3} = \frac{3(\sigma_2 - \sigma_m)}{\sigma_1 - \sigma_3} . \quad \text{Gl. 15}$$

Bei der Berechnung gilt stets $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$. Der Lode-Winkel θ kann Werte zwischen Null und $\pi/3$ annehmen [140]. Für die numerische Anwendung wird der Lode-Winkel über

$$\bar{\theta} = 1 - \frac{6\theta}{\pi} = 1 - \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[\left(\frac{r}{q}\right)^3 \right] = 1 - \frac{2}{\pi} \cos^{-1}[\xi] \quad \text{Gl. 16}$$

normiert und liegt damit zwischen -1 und 1.

Tabelle 3: Triaxialitätsfaktor η , Lode-Parameter L und normierter Lode-Winkel $\bar{\theta}$ der wesentlichen Spannungszustände in der Blechumformung nach [149, 150]

Spannungszustand	Triaxialitätsfaktor η	Lode-Parameter L	n. Lode-Winkel $\bar{\theta}$
einachsiger Zug	$1/3$	-1	1
biaxialer Zug	$2/3$	1	-1
ebene Dehnung (Zug)	$1/\sqrt{3}$	0	0
einachsiger Druck	$-1/3$	1	-1
biaxialer Druck	$-2/3$	-1	1
ebene Dehnung (Druck)	$-1/\sqrt{3}$	0	0
Scherung/Torsion	0	0	0

2.3.3 Fließhypothesen

Fließhypothesen treten in diversen Komplexitätsgraden auf und bilden die Schnittstelle zwischen der experimentellen und numerischen Simulation. In beiden Fällen werden die vorherrschenden Spannungszustände auf skalare Größen reduziert und anschließend über einen direkten Vergleich in der Fließbedingung gegenübergestellt: für $k_f = \sigma_v$ tritt plastisches Fließen ein. Die werkstoffabhängige Fließspannung k_f wird über analytische Lösungswege aus einem Prüfverfahren ermittelt. Für das Pendant in der numerischen Simulation werden im Folgenden Theorien zur Vergleichsspannung σ_v erläutert.

Fließkurven im einachsigen Spannungszustand

Für die Ermittlung von Fließspannungen in Abhängigkeit der Prozessparameter Temperatur und Umformgeschwindigkeit finden Prüfmethoden mit der Einordnung Zug-, Torsions- oder Stauchversuch Anwendung. Eine Fließkurve zeigt den Verlauf der Fließspannung in Abhängigkeit einer definiert gebotenen logarithmischen Formänderung. Sie enthält den Umformwiderstand und gibt die, über alle dynamischen mikromechanischen Mechanismen (**Kapitel 2.2**, S. 5) gemittelte, mechanische Reaktion des Untersuchungswerkstoffs wieder. Damit liefern Fließkurven, neben der Berechnung energetischer Parameter für Umformprozesse, indirekt Informationen zu den Ver- und Entfestigungsprozessen im Material. Daraus erschließt sich, dass das auf diese Weise bestimmte Fließverhalten stark vom Ausgangszustand des Materials beeinflusst wird [151]. Jede Fließkurve steht immer im direkten Zusammenhang zum herstellungsbedingten Gefügestand und gilt nicht übergreifend für Legierungssysteme. Für die Massivumformung hat sich die Berechnung von Fließkurven aus dem Zylinderstauchversuch bewährt. Liegt der Untersuchungswerkstoff bspw. in flacher Geometrie vor, bieten sich Flachstauchversuche oder Schichtstauchversuche an [152]. Im Folgenden ist die Fließspannung k_f stets als Funktion des Umformgrads, der Temperatur und der Umformgeschwindigkeit angenommen.

Fließortkurven und Fließpotentiale

Der Umformmechanismus von Metallen beruht auf der Gleitung von Atomebenen zueinander (Scherung), weshalb die Fließbedingung im mehrachsigen Spannungszustand nur dann erfüllt werden kann, wenn kein hydrostatischer Spannungszustand mit $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$ (entspricht der raumdiagonalen hydrostatischen Achse) herrscht und damit Schubspannungen $\tau_{ij} > 0$ entstehen. Der Spannungszustand eines Punktes P in **Abbildung 16a** wird in der Fließbedingung mithilfe der Vergleichsspannung σ_v ausgedrückt. In grundlegenden Berechnungsmethoden der Umformtechnik finden die Schubspannungshypothese nach TRESCA und die Gestaltänderungsenergiehypothese nach VON MISES Anwendung [122, 153] (**Abbildung 16b**). Ein Maximum der Abweichung dieser beiden Fließbedingungen tritt mit 15 % beim ebenen Formänderungszustand auf, wobei die Gestaltänderungsenergiehypothese genauere Ergebnisse im Falle isotropen Werkstoffverhaltens erzielt. Die Fließortkurven in der Blechebene sind für zweidimensionale Simulationen mit $\sigma_3 = 0$ definiert. Die deviatorische Ebene wird an den Schnittpunkten der Raumachsen mit der Fließfläche aufgespannt. Die hydrostatische Achse bildet die Normale der deviatorischen Ebene.

Nach Tresca [154] ist die Fließbedingung so formuliert, dass Fließen eintritt, wenn die größte Schubspannung τ_{\max} die kritische Schubspannung τ_{krit} erreicht. Augenblicklich ist das Fließpotential Φ des Werkstoffs gleich Null und die Vergleichsspannung hat die Fließfläche

erreicht. Auf der Grundlage des Mohr'schen Spannungskreises ergibt die Differenz von größter Hauptspannung und kleinster Hauptspannung die Vergleichsspannung ($\triangleq \tau_{\max}$) und folglich das Fließpotential nach Tresca im Hauptspannungsraum:

$$\Phi = \max[|\sigma_1 - \sigma_2|; |\sigma_2 - \sigma_3|; |\sigma_3 - \sigma_1|] - \tau_{\text{krit}} \quad . \quad \text{Gl. 17}$$

Bei der Berechnung von plastischen Verformungen ist die Fließbedingung nach TRESCA aus dem Jahr 1864, obwohl sie häufig für anschauliche Zwecke verwendet wird, wegen den Ecken in der Fließfläche nicht stetig differenzierbar und führt in der FEM zu Komplikationen [153].

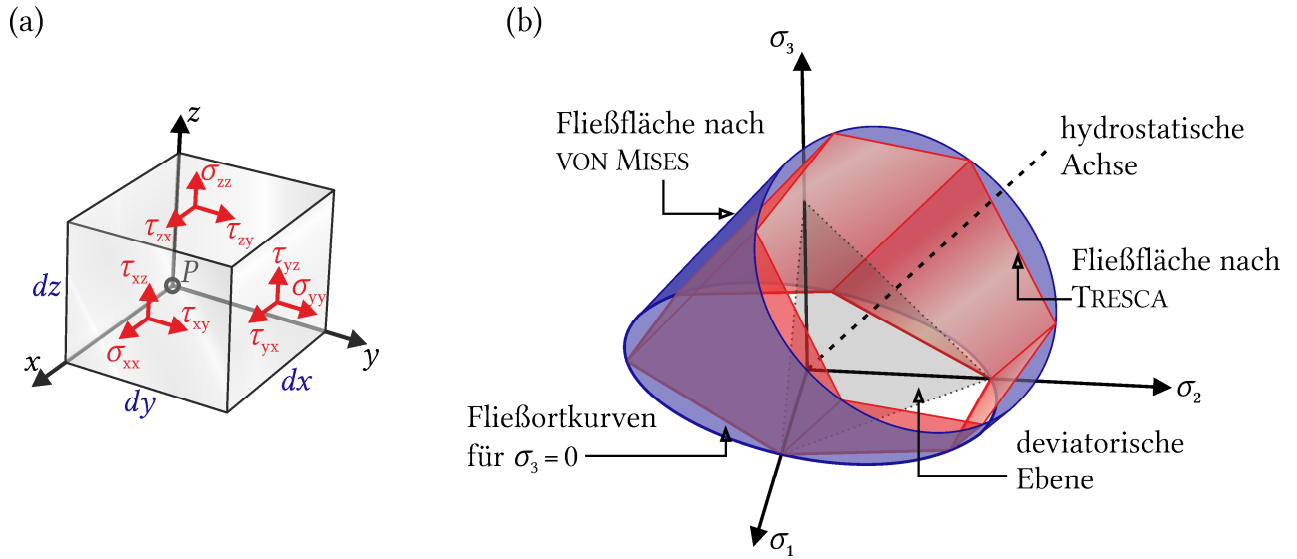


Abbildung 16: räumliches Würfелеlement mit Schnittspannungen (rot) und Schnittebenen für den Spannungszustand in einem Punkt P (a); Fließflächen nach VON MISES und TRESCA für beliebige Spannungszustände im Hauptspannungsraum (b)

Die Fließhypothese nach VON MISES [155] hingegen stellt die Fließfläche im Fließraum über einen Zylinder, um die hydrostatische Achse mit dem Radius $R = \sqrt{2} \cdot k_f$, dar. Dieses Fließkriterium wurde von den Autoren HUBER [156] im Jahr 1904 als auch VON MISES [155] im Jahr 1913 vorgeschlagen und 1924 vom Autor HENCKY [157] weiterentwickelt und wird deshalb auch als HUBER-MISES-HENCKY-Fließkriterium bezeichnet. Es beinhaltet die Annahme, dass ein hydrostatischer Spannungszustand kein plastisches Fließen auslösen kann. Die Hauptspannungen stellen sich bei vorgegebener Umformgeschwindigkeit so ein, dass die Fließbedingung erfüllt werden kann und die Gestaltänderungsenergie (plastisch dissipierte Energie) maximal wird [153]. Das Fließpotential nach VON MISES lautet:

$$\Phi(\vec{\sigma}) = \sqrt{\frac{1}{2} \left[(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + 6(\tau_{yz}^2 + \tau_{xz}^2 + \tau_{xy}^2) \right]} - k_f \quad . \quad \text{Gl. 18}$$

Weitere bedeutende Fließkriterien wurden u. a. von den Autoren HERSHEY [158] oder DRUCKER [159] veröffentlicht. Die genannten Hypothesen haben alle gemeinsam, dass sie isotropes Werkstoffverhalten voraussetzen, was bekanntermaßen in der Realität nur annähernd der Fall ist. Metallische Werkstoffe zeichnen sich durch eine Anisotropie der mechanischen Eigenschaften aus, welche auf die Bedingungen während des Herstellungsprozesses zurückzuführen ist. Aufgrund des Walzprozesses zur Herstellung von Flachprodukten, weisen Blechwerkstoffe die Besonderheit auf, dass diese Anisotropie symmetrisch zu den drei orthogonalen Achsen eines Blechs auftritt (Walzrichtung, Querrichtung und Normalenrichtung). Diese Charakteristik nennt sich orthotrop und äußert sich bspw. beim Näpfchenziehversuch durch die Zipfelbildung. Für die numerische Simulation eines Blechumformprozesses sind daher orthotrope Fließbedingungen von außerordentlicher Relevanz, weil sie die Umformgradverteilung und damit die Versagensorte in hohem Maße beeinflussen [160].

In der industrienahen Anwendung kommen zumeist phänomenologische Ansätze für die Simulation von Umformprozessen zum Tragen. Sie basieren auf experimentelle Daten und sind daher in der Materialmodellierung eingeschränkt, haben sich dennoch wegen ihrem allgemein verständlichen Aufbau als effektiver erwiesen [161, 162]. Zu den bekanntesten phänomenologischen Modellen gehören HILL'48, HILL'90, BARLAT'89, BARLAT'91, BARLAT'2000 und BBC'2000 (BARLAT-BALAN-COMSA) [160, 163–166]. Bei der Anwendung sei darauf zu achten, dass die Modelle teilweise lediglich im ebenen Spannungsraum (2D) anwendbar sind, wie z. B. HILL'90, BARLAT'89 und BARLAT'2000. Das Modell BARLAT'2000 wird im Schrifttum vorwiegend als Yld2000-2d bezeichnet und ist nicht mit BBC'2000 zu verwechseln. Auch wenn sie im Ergebnis gleich sind, wie die Autoren BARLAT et al. [167] darlegen, wurden für den Fall des BBC'2000, Koeffizienten zu HERSHEY's [158] isotroper Fließbedingung hinzugefügt. Dagegen beruht Yld2000-2d auf einer linearen Transformation des Spannungstensors. Während HILL's Modelle auf dem Fließkriterium nach HUBER-MISES-HENCKY [155–157] basieren, sind BARLAT's Modelle vorwiegend eine Erweiterung der Fließkriterien nach HERSHEY [158].

1948 beschreibt HILL [168] eine Annäherung an orthotropes Fließverhalten in seiner Arbeit für Blechwerkstoffe. Basierend auf einer im Jahr 1928 veröffentlichten quadratischen Funktion für anisotropes Fließverhalten des Autors VON MISES [169], welche 21 unabhängige Parameter h_{ij} ($i, j = 1, 2, \dots, 6$) nutzt, reduziert HILL unter der Annahme einer orthotropen Symmetrie und inkompressiblen Materialverhalten die Anzahl dieser Parameter auf sechs. Das Fließpotential enthält nun die quadratische Funktion

$$\Phi(\vec{\sigma}) = \sqrt{F(\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + G(\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + H(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 2L\tau_{yz}^2 + 2M\tau_{zx}^2 + 2N\tau_{xy}^2} - k_f \quad \text{Gl. 19}$$

und gilt als das bisher bekannteste und am häufigsten in FEM-Programmen implementierte Anisotropiemodell. Die Parameter F, G, H, L, M und N sind nicht direkt messbar, können aber über die im einachsigen Zugversuch zu bestimmenden LANKFORD-Parameter [170], auch r -Wert oder senkrechte Anisotropie genannt, sowie über die Streckgrenze berechnet werden. HILL's Modell von 1948 (kurz: HILL'48) ist analytisch sehr einfach und erfasst das Wesen des orthotropen Fließverhaltens. Seitdem wurden zahlreiche neue Fließbedingungen mit dem Ziel entwickelt, die sogenannte anormale Anisotropie I. und II. Ordnung von Aluminiumlegierungen (senkrechte Anisotropie $r < 1$ und biaxiale Fließspannung $\sigma_b > \text{einachsige Fließspannung } \sigma_0$ [171, 172]) oder die Zug-Druck-Asymmetrie von hexagonalen Metallen zu beschreiben. Fließortmodellen für den Spezialfall hexagonaler Werkstoffe liegt häufig eine lineare Transformation des Spannungstensors zugrunde und sie sind nicht-quadratischer Natur [160].

Das Beispiel anhand einer Al-Mn-Legierung in **Abbildung 17a** zeigt, dass hier die besten Vorhersagen durch BBC'2000 und HILL'90 gemacht werden konnten, wobei HILL'48 und BARLAT'91 gerade unter biaxialen Zug unzureichende Genauigkeit aufwiesen. Dem liegt die anormale Anisotropie dieser Aluminiumlegierung zugrunde, welche bekanntermaßen nicht mit HILL'48 und BARLAT'91 nachgebildet werden kann [160]. Den Autoren BANABIC und HUßNÄTTER [161] gelingt erstmalig die Parametrisierung des Fließortmodells BBC'2005 [163] für die Magnesiumlegierung AZ31. Das Fließpotential des BBC'2005 Modells enthält die Materialparameter $k \in \mathbb{N}^{\geq 1}$ und $0 \leq a \leq 1$ [163]:

$$\Phi(\Gamma, \Psi, \Lambda) = [a(\Gamma + \Psi)^{2k} + a(\Gamma - \Psi)^{2k} + (1 - a)(2\Lambda)^{2k}]^{\frac{1}{2k}} - k_f . \quad \text{Gl. 20}$$

Die Funktionen Γ, Ψ und Λ sind von den ebenen Komponenten des Spannungstensors abhängig, sofern σ_1, σ_2 und σ_3 entsprechend der Walzrichtung, Querrichtung und Normalenrichtung (i. d. R.) ausgerichtet sind:

$$\Gamma = \frac{\sigma_{11} + M\sigma_{22}}{2} \quad \text{Gl. 21}$$

$$\Psi = \sqrt{\left(\frac{N\sigma_{11} - P\sigma_{22}}{2}\right)^2 + Q^2\sigma_{12}\sigma_{21}} \quad \text{Gl. 22}$$

$$\Lambda = \sqrt{\left(\frac{R\sigma_{11} - S\sigma_{22}}{2}\right)^2 + T^2\sigma_{12}\sigma_{21}} . \quad \text{Gl. 23}$$

Die Materialparameter M, N, P, Q, R, S und T werden über einachsige Zugversuche in Abhängigkeit des Winkels θ zur Walzrichtung bestimmt [163]. Den Darlegungen von BANABIC und

HUßNÄTTER [161] zufolge, übertrifft BBC'2005 die Genauigkeit der Modelle HILL'48 und BARLAT'89 in der Anwendung mit AZ31. Die Begründung liegt in der höheren Anzahl an benötigten Parametern aus der mechanischen Prüfung und der größeren numerischen Variabilität.

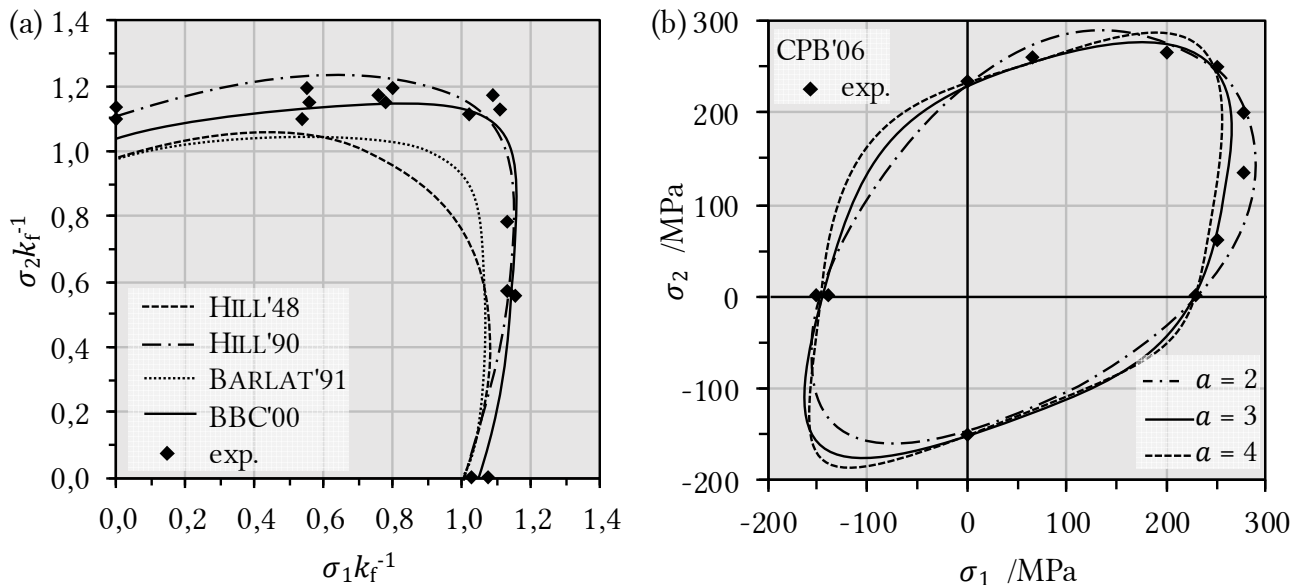


Abbildung 17: Vergleich der bekanntesten phänomenologischen Fließortmodelle anhand experimentell bestimmter Punkte mit der Aluminiumlegierung AA3103-0 [160] (a) und Magnesiumlegierung AZ31 [173] (b)

Weiterhin ist durch die Autoren NAKA et al. [174] für AZ31 dokumentiert, dass die Fließortmodelle BARLAT'2000 [175] und LOGAN-HOSFORD bei $\vartheta = 100\text{--}300\text{ }^{\circ}\text{C}$, niedrigen $\dot{\varphi} = 10^{-2}\text{--}10^{-4}\text{ s}^{-1}$ und dünnen Blechen (0,8–0,5 mm) sehr gut mit experimentell bestimmten Fließorten übereinstimmen (vgl. **Abbildung 18**). In ähnlicher Abhängigkeit wie die Umformmechanismen, verändert sich der Fließort je nach Temperatur und Umformgeschwindigkeit. Die Autoren beobachteten ebenso einen Anstieg des r -Werts mit zunehmender Temperatur [174]. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen die Autoren MERKLEIN et al. [176] in ihrer Arbeit an einem neu entwickelten Aufbau zur biaxialen Prüfung von AZ31 bei erhöhten Temperaturen (RT bis $310\text{ }^{\circ}\text{C}$). Besonders hervorzuheben in dieser Veröffentlichung ist, dass eine optimierte Geometrie der Kreuzprobe FEM-basiert entwickelt und erfolgreich validiert worden ist.

Besonders für den Fall von Mg ist es relevant, die Differenz der Fließspannungen in Zug- und Druckbeanspruchungen aufgrund der mechanischen Zwillingsbildung modellhaft abbilden zu können (vgl. **Kapitel 2.2.2**, S. 9 und **Kapitel 2.2.5**, S. 17). Das bekannteste Modell, CPB'06 [177] (CAZACU, PLUNKETT, BARLAT) des Jahres 2006, basiert auf dem Fließkriterium nach DRUCKER [159], beinhaltet die zweite, sowie dritte Spannungsinvariante und ist fähig eine Zug-Druck-Asymmetrie der Fließspannung zu unterscheiden (Gl. 24). In **Abbildung 17b** sind theoretische Fließortkurven des CPB'06 Modells mit experimentell bestimmten Punkten für AZ31 aus ANDAR et al. [173] vergleichend dargestellt.

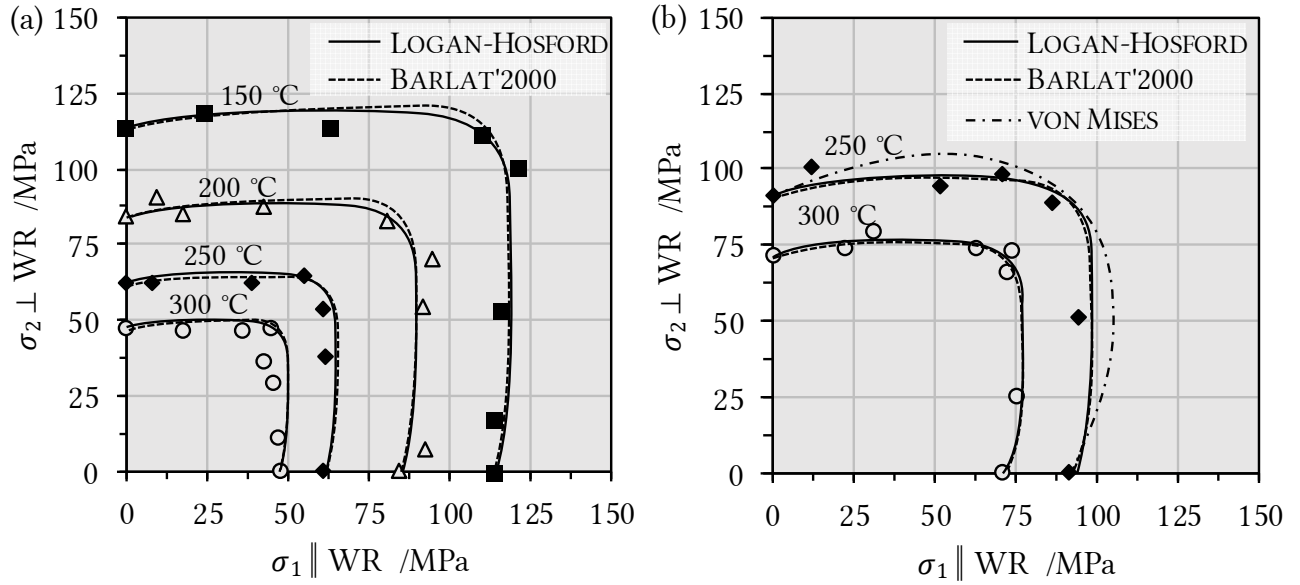


Abbildung 18: Vergleich experimentell ermittelter Fließortpunkte mit Fließortmodellen nach BARLAT, LOGAN-HOSFORD und VON MISES anhand von 0,8 mm AZ31 Blech bei Umformgeschwindigkeiten 10^{-4} s^{-1} (a) und 10^{-2} s^{-1} (b) [174]

Die Autoren ANDAR et al. [173] haben die Parameter für das Modell über biaxiale Kreuzzugversuche sowie Druckversuche bei RT bestimmt. Das Fließpotenzial hat die Form

$$\Phi(\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3) = (|\Sigma_1| - k\Sigma_1)^a + (|\Sigma_2| - k\Sigma_2)^a + (|\Sigma_3| - k\Sigma_3)^a \quad \text{Gl. 24}$$

wobei Σ_1 , Σ_2 und Σ_3 die Hauptwerte des transformierten Tensors $\boldsymbol{\Sigma} = \mathbf{C} \cdot [\mathbf{S}]$ sind (Gl. 25). Gebildet wird eine lineare Transformation des Spannungsdeviators \mathbf{S} (siehe Kapitel 2.3.2, S. 31) mit \mathbf{C} , einem konstanten Tensor vierter Ordnung und den werkstoffspezifischen Koeffizienten C_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$), siehe Gl. 25. Wenn $k \in [-1, 1]$ gleich Null, sind die Fließorte einachsiger Zug- und Druckspannung gleich. Die Homogenitätskonstante $a \geq 1$ ist üblicherweise $a = 2$ [177].

$$\boldsymbol{\Sigma} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} + p \\ \sigma_{yy} + p \\ \sigma_{zz} + p \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma_{xx} \\ \Sigma_{yy} \\ \Sigma_{zz} \\ \Sigma_{yz} \\ \Sigma_{zx} \\ \Sigma_{xy} \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 25}$$

$$= \begin{bmatrix} C_{11}(\sigma_{xx} + p) + C_{12}(\sigma_{yy} + p) + C_{13}(\sigma_{zz} + p) \\ C_{12}(\sigma_{xx} + p) + C_{22}(\sigma_{yy} + p) + C_{23}(\sigma_{zz} + p) \\ C_{13}(\sigma_{xx} + p) + C_{23}(\sigma_{yy} + p) + C_{33}(\sigma_{zz} + p) \\ C_{44}\sigma_{yz} \\ C_{55}\sigma_{zx} \\ C_{66}\sigma_{xy} \end{bmatrix}$$

Die neun unabhängigen Anisotropiekoeffizienten C_{ij} werden aus Zug- und Druckversuchen, sowie der senkrechten Anisotropie r in Abhängigkeit des Beanspruchungswinkels über ein Gleichungssystem (siehe [177]) ermittelt. Die meisten Anwendungen im Schrifttum beruhen auf ebenen Spannungszuständen, wo $\sigma_{zz} = \sigma_{yz} = \sigma_{zx} = 0$ gilt, und sich die Gleichungssysteme erheblich vereinfachen. In [178] erweitern die Autoren CAZACU et al. das Modell um mehr als zwei lineare Transformationen, was zur Folge hat, dass das CPB'06ex2 Fließortmodell auch bei niedriger Anisotropie in der Blechebene (z. B. bei hohen Temperaturen) eine noch bessere Übereinstimmung zeigt.

Anisotrope Verfestigung

Die erörterten Fließhypothesen beschreiben in ihrer Grundform einen stationären Zustand der Fließeigenschaften bei beliebigem Spannungszustand. Für den Fall experimenteller Parametrisierung steht dieser stationäre Zustand in direktem Zusammenhang zu dem vorliegenden Gefügestand und den Prozessparametern Temperatur und Umformgeschwindigkeit. Eine Fließkurve hingegen repräsentiert die kontinuierliche Veränderung des Umformwiderstands während der plastischen Deformation und kann in Abhängigkeit der Temperatur und Umformgeschwindigkeit modelliert werden. Definitionsgemäß ist sie jedoch nur für den Spannungszustand des einachsigen Zugs gültig. Steht die Fließspannung k_f in Abhängigkeit des Umformgrads, d. h. in Form einer temperatur- und geschwindigkeitsabhängigen Fließkurve, als Vergleichswert in der Fließhypothese zur Verfügung, so kann die Fließbedingung während der Deformation modifiziert werden. Damit ist es möglich, die Expansion bzw. Schrumpfung der Fließfläche abzubilden, d. h. die sog. isotrope Ver- und Entfestigung. Ändert sich die Lage, so handelt es sich um eine kinematische Verfestigung. Als bekanntestes Beispiel gilt der BAUSCHINGER-Effekt, wobei es sich hier um die richtungsbestimmte Änderung der Elastizitätsgrenze nach einer definierten Deformation handelt [179]. Im Folgenden wird die Gestaltänderung der Fließfläche diskutiert, die sog. anisotrope Verfestigung.

Der in **Kapitel 2.2.2** (S. 9) behandelte Umformmechanismus der mechanischen Zwillingsbildung ist maßgeblich für die Zug-Druck-Asymmetrie von Mg verantwortlich und akzentuiert sich in der asymmetrischen Gestalt der Fließortkurve. In **Abbildung 19a** sind experimentell ermittelte Fließspannungen für basal-texturiertes Mg aus Zug-, Druck- und Flachstauchversuchen der Autoren KELLEY und HOSFORD [180] in Abhängigkeit der plastischen Dehnung $\varepsilon = 1\%$, 5% und 10% dargestellt. Im Gegensatz zur HILL-Theorie für anisotropes Fließverhalten sind die Fließortkurven bei 1% und 5% Dehnung aufgrund der Richtungsabhängigkeit von {10-12}-Zwillingen weder elliptisch noch um den Ursprung zentriert. Bei 10% Dehnung ist die Zug-Druck-Asymmetrie nahezu ausgeglichen und die Fließfläche nimmt eine elliptische, rotationssymmetrische Gestalt an.

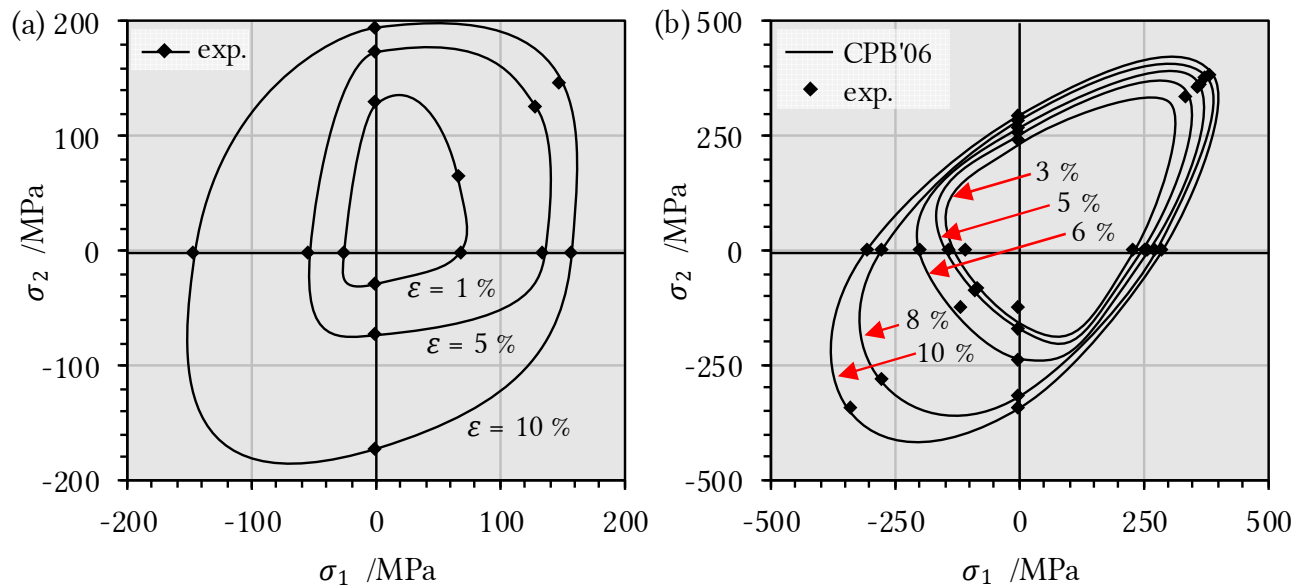


Abbildung 19: experimentell ermittelte Fließorte von Mg mit Basaltextrur in Abhängigkeit der Dehnung nach [180] (a); Modellierung der Fließorte für AZ31 mithilfe des CPB'06 Modells in Abhängigkeit der Dehnung nach [181, 182] (b)

Analog zu den Erörterungen in **Kapitel 2.2.5** (S. 17) zur Texturevolution, begründen KELLEY und HOSFORD [180] diese Beobachtung des anisotropen Verfestigungsverhaltens in der nicht-linearen Aktivität der Umformmechanismen. In diesem Fall hat Zwillingsbildung mit zunehmender Dehnung einen abfallenden Anteil an der Gesamtdehnung und die Zug-Druck-Asymmetrie schwindet. Weitere Parallelen liefern die kristallplastischen FEM-Simulation von HAMA und TAKUDA [183], wo die Texturevolution zur Verschiebung des Verhältnisses zwischen dem einachsigen und biaxialen Fließort führt. Bei plastischer Dehnung von 0,08 % bis 0,8 % nimmt die biaxiale Fließspannung im Verhältnis zur einachsigen Fließspannung merklich zu und verdeutlicht so das anisotrope Verfestigungsverhalten von AZ31.

Einen Weg diese anisotrope Verfestigung für AZ31 modellhaft abzubilden, zeigen die Autoren CHANDOLA et al. [181] durch die Parametrisierung des CPB'06 Modells für experimentell ermittelte Fließorte von KHAN et al. [182]. Die neun unabhängigen Anisotropiekoeffizienten C_{ij} und der Werkstoffparameter k sind jeweils für die Dehnungen $\varepsilon = 3\%$, 5% , 6% , 8% und 10% ermittelt und den Fließorten gegenübergestellt worden (siehe **Abbildung 19b**). Bei niedriger Dehnung ist eine starke Zug-Druck-Asymmetrie der Fließfläche zu erkennen, die vom Modell mit ausreichender Näherung abgebildet werden kann. Eine deutliche Abnahme dieser Asymmetrie ist ab 8% Dehnung zu erkennen. Passend zu den Ergebnissen von KELLEY und HOSFORD [180] wird die Gestalt der Fließortkurve elliptisch. Für eine Umsetzung in der FEM-Simulation wird für beliebige plastische Dehnungen zwischen den Fließortkurven linear interpoliert. Hier stellt sich die Frage, ob die Berücksichtigung der Zug-Druck-Asymmetrie in der numerischen Simulation eines Blechumformprozesses überhaupt zum Tragen kommt, wo die Gesamtdehnung mehr als 60% betragen kann. CHANDOLA et al. [181] zeigen zudem, dass eine

Modellierung des ersten, zweiten und vierten Quadranten auch mithilfe HILL'48 möglich sei, und gute Übereinstimmungen ab 10 % Dehnung ohne ausgeprägte Zug-Druck-Asymmetrie der Fließfläche erreichbar sind. Daher sei an dieser Stelle bemerkt, dass die Fließortmodellierung für AZ31 Feinblech im Schrifttum eine akkurate Abbildung des Fließverhaltens darstellt.

Im Bestreben das Fließverhalten zu modellieren, bestimmen MEKONEN et al. [184, 185] den Verlauf des r -Wertes (LANKFORD-Parameter) mittels optischer Dehnungsmessung und einachsigen Zugversuchen bei RT und 200 °C in Abhängigkeit des Umformgrads. Sowohl die Absolutwerte als auch der Verlauf der r -Werte unterscheiden sich maßgeblich für die geprüften Mg-Legierungen AZ31 und ZE10. In **Abbildung 20** sind die r -Werte bei RT und 200 °C für AZ31 abgebildet, sowie der durch die Autoren gekennzeichnete Bereich der Einschnürung zum Ende der Zugversuche.

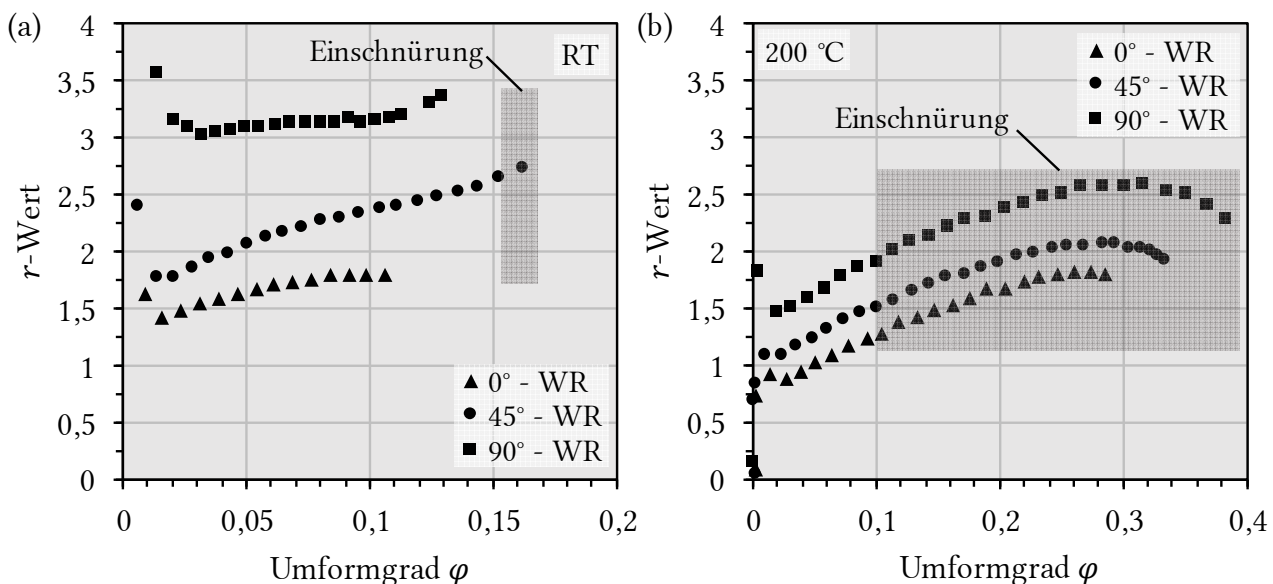


Abbildung 20: Verläufe des r -Wertes für AZ31 bei RT (a) und 200 °C (b) und $0,02 \text{ s}^{-1}$ Umformgeschwindigkeit nach [184]; als Basis dienen einachsige Zugversuche mit den Entnahmerichtungen 0°, 45° und 90° zur WR

Bei 200 °C zeigt AZ31 eine charakteristische Abhängigkeit des r -Wertes vom Umformgrad. In Abhängigkeit der Entnahmerichtungen, bleibt die Reihenfolge der r -Wertkurven für RT und 200 °C gleich. Gewöhnlich wird ein konstanter r -Wert, der bei ca. 10–20 % Dehnung ermittelt wird, für die Modellierung anisotropen Fließverhaltens angenommen [97]. Das würde in diesem Fall unzureichende Genauigkeit des Modells bedeuten. Weiterhin belegen die Autoren MEKONEN et al. [184, 185], dass die r -Werte für AZ31 mit zunehmender Umformgeschwindigkeit von $0,001 - 0,1 \text{ s}^{-1}$ bis zu $0,5$ ansteigen. Obwohl sie einen konstanten r -Wert annahmen und die Geschwindigkeitsabhängigkeit vernachlässigten, erzielten die Autoren in der FEM-Simulation von NAKAJIMA-Tiefziehversuchen dennoch gute Übereinstimmungen mit dem Ex-

periment. In [186] verwenden die Autoren MEKONEN et al. selbige Ergebnisse zur Modellierung r -Wert abhängiger Fließortkurven an. Sie beobachten zudem, dass sich die r -Werte unterschiedlicher Entnahmerichtung mit zunehmender Dehnung anzunähern scheinen.

Nach CHINO et al. [187] wird der r -Wert von der Intensität einer Basaltextur bei AZ31 beeinflusst. Ihre Untersuchungen zeigen, dass je höher die gemessene Intensität der Basalebennormalen $\{0001\}$ im Ausgangszustand, desto höher auch der bei 9 % Dehnung und RT ermittelte r -Wert. Zudem zeigen die Autoren WANG et al. [188], dass der r -Wert stark von der Texturevolution während der Umformung betroffen ist und entsprechend der Ergebnisse von MEKONEN et al. [184, 185] nicht konstant bleiben kann. Dies legt nahe, dass die Verwendung von konstanten r -Werten, die zur Ermittlung von Modellparametern in orthotropen Fließhypothesen bei definierter Dehnung ermittelt worden sind, für Metalle mit hdp-Kristallstruktur nicht geeignet ist [188].

Die dargelegten Ergebnisse zeigen auf, dass die anisotrope Verfestigung für AZ31 Feinblech eine beachtliche Rolle spielt und zugleich durch die Ermittlung von umformgradabhängigen r -Werten dieses Werkstoffverhalten auch abgebildet werden kann. Viele Fließhypothesen lassen sich mithilfe von r -Werten kalibrieren, dennoch fehlt der Forschungslandschaft die Modellierung der anisotropen Verfestigung für AZ31 Feinblech bis zu Umformgraden $\varphi \geq 1$. Es fehlt eine genaue Betrachtung des Werkstoffverhaltens im Bereich der Einschnürung und wie an dieser Stelle Anisotropiewerte für die Modellierung gewonnen werden können.

2.3.4 Gekoppelte Schädigungsmodellierung

Da die klassischen Fließhypothesen keine Beurteilung von Versagensmechanismen zulassen, sind für die Modellierung des Schädigungsverhaltens spezielle Schädigungs- bzw. Bruchmodelle notwendig [116]. Bei der Modellierung eines Umformvorgangs kann davon ausgegangen werden, dass dieser bei homogener äußerer Belastung gleichmäßig über den Querschnitt stattfindet. Problematisch bei der Schädigungsmodellierung hingegen ist, dass es sich bei den Prozessen, die zur Schädigung führen, um lokalisiert im Werkstoff ablaufende physikalische Mechanismen handelt. Respektive ist der Ort der ursprünglichen Rissentstehung bei homogener äußerer Belastung unbekannt. Für eine bessere Abschätzung lokaler Spannungsüberhöhungen ist es möglich, die strukturellen Bestandteile im Werkstoff, wie die Korngrenzen, Kristallorientierungen, Ausscheidungen und Phasen in das Modell einzupflegen. Diese Methode macht den Aufbau eines Modells und die Berechnung sehr aufwendig und wird hauptsächlich zu wissenschaftlichen Zwecken genutzt [112].

In der Umformmodellierung gilt es zu bedenken, dass die duktile Schädigung ein nicht-linearer kontinuierlicher Prozess der Zerrüttung und Entfestigung des Werkstoffs ist. In **Tabelle 4** ist eine allgemeine Einteilung duktiler Schädigungsmodelle aufgezeigt, welche dies mit-

tels phänomenologischer Ansätze und thermodynamischen Prinzipien kalkulieren. Makroskopische Modelle beruhen auf den Kenngrößen Spannung oder Dehnung und liefern ein direktes Kriterium, welches den Beginn einer Schädigung postuliert. Sofern dieses Kriterium von einer kumulierten plastischen Arbeit abhängig ist, wird es als wegabhängig bezeichnet und liefert den kritischen Wert in Abhängigkeit der Umformhistorie. Makroskopische Modelle können keine Aussage über die absolute Schädigung liefern und sind teilweise in Ihrer Exaktheit stark vom Umformprozess abhängig [104]. Gegenwärtige makroskopische Modelle, bspw. JOHNSON-COOK [145], beziehen den Triaxialitätsfaktor oder Lode-Parameter ein und sind damit flexibler in ihrer Anwendung [140]. Beispiele für die Anwendung makroskopischer Schädigungsmodelle an AZ31 sind u. a. in ABBASSI et al. [189] oder FENG et al. [190] zu finden.

Tabelle 4: allg. Einteilung der Ansätze für die duktile Schädigungsmodellierung

makromechanische Modelle		mikromechanische Modelle	
<ul style="list-style-type: none"> kein direkter Bezug zu werkstoffmechanischen Vorgängen, ohne Betrachtung der absoluten Schädigung dient der Identifikation gefährdeter Bereiche (Schädigungskriterium) 		<ul style="list-style-type: none"> physikalische Modellvorstellung auf Grundlage des physikalischen Effekts des Porenwachstums absolute Schädigungsentwicklung wird betrachtet 	
wegunabhängig	wegabhängig	nicht-gekoppelt	gekoppelt
FLC, φ_{krit}	bspw. COCKROFT-LATHAM oder JOHNSON-COOK	bspw. MCCLINTOCK oder RICE & TRACEY	bspw. ROUSSELIER oder GURSON
augenblicklicher mechanischer Zustand wird erfasst, aber die Deformationshistorie vernachlässigt	Ermittlung der plastischen Arbeit, die aufgebracht werden muss, bevor Schädigung eintritt ($\varphi_{\text{krit}} \neq \text{konst.}$)	Vernachlässigung der Rückwirkung der Poren auf die Festigkeit (Volumenkonstanz)	Koppelung der duktilen Schädigungsmechanismen mit dem Fließverhalten (keine Volumenkonstanz)

Da das Gefüge, bevor es zum eigentlichen Bruch kommt, durch die Entstehung und das Wachstum von inneren Hohlräumen gezeichnet ist (siehe **Kapitel 2.2.6**, S. 22), bilden mikromechanische Modelle den Anteil sog. Poren ab. Mikromechanische Modelle können über diese Modellvorstellung Aussage zur absoluten Schädigung treffen. Im Verhältnis zum Gesamtvolumen wird der Porenvolumenanteil f als Maß für die Schädigung verwendet. Er ist als isotrop skalare Schädigungsvariable in einem RVE als

$$f = \frac{\Delta V_p}{\Delta V_{\text{RVE}}} \quad \text{Gl. 26}$$

definiert und zeigt für $f = 0$ den porenfreien Ausgangszustand an. Hier ist ΔV_p das Volumen aller Poren und ΔV_{RVE} das Volumen des RVE. Analog ermöglicht das Flächenmaß der Schädigung (Gl. 27) die Quantifizierung innerhalb einer definierten Schnittfläche des RVE. Das Schädigungsmaß D beruht auf dem Flächenanteil aller Defekte ΔS_D in der Schnittfläche ΔS . Die Position der Schnittfläche ist durch den Normalenvektor der Schnittebene n_i und die Koordinate x entlang n_i im RVE eindeutig beschrieben:

$$D(n_i, x) = \frac{\Delta S_D}{\Delta S} \quad . \quad \text{Gl. 27}$$

Diese Beschreibung geht von der experimentellen Untersuchung metallografischer Schliffe geschädigter Proben aus, beispielsweise mittels eines Rasterelektronenmikroskops (REM), und kann dem Porenvolumenanteil f im Sinne einer Homogenisierung gleichgesetzt werden. Zudem ist damit eine richtungsabhängige Beschreibung der Schädigung möglich [191]. Sog. nicht-gekoppelte Modelle vernachlässigen jedoch die Degradierung der mechanischen Tragfähigkeit der Matrix aufgrund der Porenbildung. Gekoppelte Schädigungsmodelle reduzieren die Fließfläche wegen des Festigkeitsverlustes und berücksichtigen die Volumenzunahme aufgrund der Bildung und des Wachstums von Poren (siehe **Abbildung 21a**).

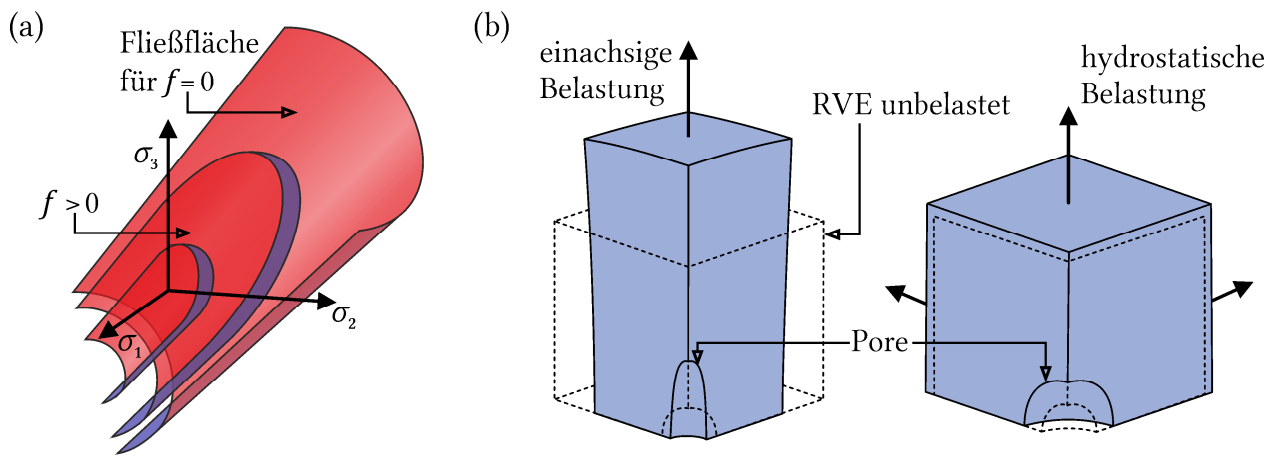


Abbildung 21: Darstellung der Fließflächen im unbeschädigten, sowie geschädigten Zustand der Matrix (a); schematische Darstellung des Porenwachstums innerhalb eines RVEs bei einachsiger, sowie hydrostatischer Belastung (b)

Für $f = 0$ kann kein plastisches Fließen bei hydrostatischem Spannungszustand eintreten. Liegen Poren in der Matrix vor, ändert sich die Gestalt der Fließfläche und Fließen beginnt auch bei hydrostatischem Spannungszustand. Im Schrifttum werden gekoppelte mikromechanische Modelle auch CDM-Modelle (engl. *continuum damage mechanics*) genannt. Hierbei ist es nicht von Belang, auf welche Weise sich einzelne Hohlräume entwickeln oder wann sie sich zusammenschließen, sondern welche Auswirkung die Schädigung während der Umformung auf den Gesamtzustand eines RVE hat. Da der Spannungszustand einen wesentlichen Einfluss auf die

Schädigungsentwicklung hat (siehe **Abbildung 21b**), ist die Entwicklung von speziellen Probengeometrien wichtiger Bestandteil von Schädigungsuntersuchungen [192].

Porenbildung

Als Pioniere der Modellierung von Porenbildung stellen GURLAND und PLATEAU [193] einen energetischen Ansatz vor, der die elastische Energie beim Zerbrechen von kugelförmigen Partikeln mit der Oberflächenrissenergie verbindet. GOODS und BROWN [194] verfolgen einen ähnlichen energetischen Ansatz über das Ablösen der Partikel von einer weichen Matrix. Andere bekannte Ansätze, die hingegen auf dem Konzept einer kritischen Spannung basieren, sind von ARGON und IM [195], PINEAU et al. [196] oder LEE und MEAR [197]. Neben den energie- und spannungsbasierten Modellen lieferten NEEDLEMAN und RICE [198] einen phänomenologischen Ansatz, bei dem die Porenbildung von der plastischen Vergleichsdehnung der Matrix und der mittleren Spannung σ_m abhängt.

Porenwachstum

Weiterhin sind im Schrifttum Modelle dokumentiert, wie z. B. der Ansatz nach RICE und TRACEY [142] oder GURSON [199], die das Porenwachstum innerhalb einer ideal plastischen Matrix abbilden. Weil die Porenbildung über weite Bereiche der Umformung geschieht, laufen die Vorgänge der Porenbildung und des -wachstums größtenteils zeitgleich ab. Folglich haben die entstandenen Poren allesamt unterschiedliche Größen und Formen. Zudem ist die Wachstumsgeschwindigkeit der einzelnen Poren nicht identisch. Eine kleine Pore in der Nähe einer sehr viel größeren Pore wächst aufgrund der Spannungskonzentration um die größere Pore herum deutlich langsamer [200].

Porenzusammenschluss

Die Koaleszenz der herangewachsenen Poren ist die letzte Stufe der duktilen Schädigung. Ob dies bereits direkt nach der Bildung der ersten Poren stattfindet oder die Poren vor ihrem Zusammenschluss drastisch heranwachsen, ist von dem Umformvermögen der Matrix abhängig. Im Schrifttum sind einige Ansätze für die Modellierung zu finden, die hauptsächlich auf Berechnungen mit RVE und dem Vorhandensein von anfänglich zylindrischen oder kugelförmigen Poren basieren. Eine Zusammenstellung dieser Modelle ist in [201] einsehbar. Die geometrischen Aspekte wie Porenseitenverhältnis und relativer Abstand zwischen den Poren sind hier die ausschlaggebenden Parameter. Wissenschaftler sind sich jedoch einig, dass diese Betrachtung einer begrenzten Anzahl an Poren zu ungenau für die Vorhersage von realem Werkstoffverhalten ist, weil die Verteilung der Poren einen entscheidenden Einfluss auf die Phase der Koaleszenz hat. So zeigen die Untersuchungen von PRAHL [202], dass die duktilitätsmindernde Größe nicht die mittlere Porendichte ist, sondern lokale Porositätsmaxima. Des Wei-

teren belegen die Untersuchungen von LANDRON et al. [203], dass nicht nur der Volumenanteil, sondern überdies der Abstand zwischen den Poren ausdrücklichen Einfluss auf die lokale duktile Schädigung nimmt.

Vollständige mikromechanische Modelle

Werden alle Vorgänge von der Porenraumbildung bis zur Koaleszenz und Matrixdekohäsion abgebildet, handelt es sich um ein vollständiges mikromechanisches Modell. Das Modell nach LEMAITRE [204] erfasst die Schädigung mithilfe interner konstitutiver Variablen, die den Einfluss irreversibler Prozesse in der Mikrostruktur berücksichtigen. Dazu zählt die Degradierung der mechanischen Materialeigenschaften, die mit den irreversiblen mikrostrukturellen Modifikationen wie Porenbildung und -wachstum, Zerschneiden von spröden Einschlüssen und deren Wechselwirkung assoziiert sind. Das Schädigungsmaß D , mit $0 \leq D < 1$, ist eine interne Variable und wird zur Beschreibung der isotropen Schädigung angewendet. D stellt das Verhältnis des geschädigten Bereichs S_D zur Gesamtfläche S eines beliebigen Querschnitts im RVE dar, siehe Gl. 27. Der Tensor der effektiven Spannungen $\tilde{\sigma}_{ij}$ (Gl. 28) im ungeschädigten Werkstoffbereich wird verwendet, um die Auswirkungen der Schädigung im mehrachsigen Spannungszustand zu beschreiben. Diese Belastung ist diejenige, die auf das unbeschädigte Material wirkt und den selben Spannungstensor erhält, wie die tatsächliche Belastung des geschädigten Materials [103]:

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{1 - D} \quad . \quad \text{Gl. 28}$$

Das Prinzip der effektiven Spannung wurde 1958 von KACHANOV [205] eingeführt und diente der Modellierung des Versagens durch Kriechen. σ_{ij} sind die Spannungskomponenten des CAUCHY'schen Spannungstensor. In dem Fließpotential nach LEMAITRE wird die Schädigung mit der VON MISES'schen Vergleichsspannung σ_v (siehe Gl. 11 oder Gl. 18) gekoppelt:

$$\Phi = \sigma_v - k_f(1 - D) \quad . \quad \text{Gl. 29}$$

Die Fließspannung k_f stellt das nicht-lineare Fließverhalten im ungeschädigten Materialzustand dar. Die allgemeine Entwicklungsgleichungen des Schädigungsmaßes D lautet:

$$\dot{D} = \frac{D_{\text{krit}}}{\varphi_B + \varphi_D} \left[\frac{2}{3} (1 + \nu) + 3(1 - 2\nu)\eta^2 \right] \varphi^{2/n} d\varphi \quad . \quad \text{Gl. 30}$$

Diese basiert auf der Konzeption der Energiefreisetzungsrate, d. h. die Funktion stellt die elastisch gespeicherte Energie des RVE durch den Verlust der Steifigkeit infolge der Schädigung dar (siehe [103] für die Herleitung). φ_D ist der Umformgrad zu Beginn der Schädigung, φ_B ist

der Bruchumformgrad, ν ist die Querkontraktionszahl und η ist der Triaxialitätsfaktor. Versagen tritt dann ein, wenn das Schädigungsmaß D die kritische Schädigung D_{krit} erreicht. Auf Grundlage von Zugversuchen bei 400 °C und 450 °C schätzen die Autoren WANG et al. [206] D_{krit} auf ca. 0,2 für AZ31 ein.

Zu den am weitesten entwickelten Modellen gehört das GTN-Modell nach GURSON, TVERGAARD und NEEDLEMAN [207]. Es basiert auf dem Ansatz nach GURSON [199], der das Schrumpfen der Fließfläche durch die Porenentwicklung im Material ausdrückt. Ohne Porosität beschränkt sich das GURSON-Fließpotential auf das VON MISES'sche Fließpotential. Die Autoren TVERGAARD und NEEDLEMAN schlugen eine Erweiterung des GURSON-Modells um drei zusätzliche Materialparameter q_1 bis q_3 , eine Normalverteilung S_N der mittleren Dehnung ε_N zur Initiierung von Poren, sowie den Austausch des Porenvolumenanteils f durch den modifizierten Porenvolumenanteil f^* . Damit gilt für das Fließpotential Φ einer duktilen Matrix mit isotropen Verfestigungsverhalten und einer kugelförmigen Pore:

$$\Phi_{\text{GTN}} = \left(\frac{\sigma_v}{k_f} \right)^2 + 2q_1 f^* \cosh \left(\frac{3}{2} q_2 \frac{-p}{k_f} \right) - (1 + q_3 f^{*2}) . \quad \text{Gl. 31}$$

p ist ein Spannungszustandsparameter (siehe Gl. 10) und f^* der effektive Volumenanteil der Poren, welcher sowohl die Porenbildung als auch die Koaleszenz dieser berücksichtigt (Gl. 32). f_c stellt den kritischen Wert des Porenvolumenanteils f für den Beginn der Koaleszenz dar und f_f den Volumenanteil zum Zeitpunkt des Versagens.

$$f^* = \begin{cases} f & , \text{für } f < f_c \\ f_c + \frac{f_u^* - f_c}{f_f - f_c} (f - f_c) & , \text{für } f \geq f_c \end{cases} \quad \text{Gl. 32}$$

$$f_u^* = \frac{q_1 \pm \sqrt{q_1^2 - q_3}}{q_3} \quad \text{Gl. 33}$$

Die Entwicklungsgleichung des Volumenanteils f ist durch

$$\dot{f} = \dot{f}_{\text{Porenbildung}} + \dot{f}_{\text{Porenwachstum}} = \dot{f}_B + \dot{f}_W \quad \text{Gl. 34}$$

mit

$$\dot{f}_B = \frac{f_N}{S_N \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\varepsilon}^p - \varepsilon_N}{S_N} \right)^2 \right] \cdot \dot{\varepsilon}^p \quad \text{Gl. 35}$$

$$\dot{f}_W = (1 - f) \cdot \dot{E}_{kk}^p \quad \text{Gl. 36}$$

gegeben. Das GTN-Modell berücksichtigt die Bildung von Poren, welche durch Partikel in der Matrix ausgelöst werden (vgl. **Abbildung 13**). Demnach sei f_N der Volumenanteil von porenherbeiführenden Partikeln, S_N die Standardabweichung für die GAUß'sche-Verteilung dieses Partikelanteils, ε_N die mittlere Dehnung bei maximaler Porenbildungsrate, $\bar{\varepsilon}^p$ die effektive plastische Dehnung, $\dot{\bar{\varepsilon}}^p$ die effektive plastische Dehnrates und \dot{E}_{kk}^p die Spur des effektiven Dehnratesensors (Summe der hydrostatischen Komponenten). Diese Modellvorstellung geht davon aus, dass die Poren bei ihrer Entstehung das Volumen ihres auslösenden Partikels haben.

Im Allgemeinen gestaltet sich die Ermittlung der insgesamt neun Parameter für das GTN-Modell sehr aufwendig, wobei die wichtigsten an gekerbten Zugproben identifiziert und kalibriert werden und für die anderen plausible Annahmen aus dem Schrifttum übernommen werden können [208]. Dies stellt gerade für Magnesiumwerkstoffe eine große Lücke in der experimentellen Forschungslandschaft dar. Werden die Parameter numerisch hergeleitet, so ist es durch die große Anzahl an Parametern möglich, mit mehreren verschiedenen Parametersätzen zu ähnlichen Ergebnissen zu kommen [209]. Bspw. nach PRAHL et al. [210] kann die Porenwachstumsgleichung in expliziter Formulierung (in Abhängigkeit der Dehnung $\bar{\varepsilon}^p$) zur Berechnung von f_0 verwendet werden. UTHAISANGSUK et al. [211] hingegen identifizierten die Parameter f_0 und f_N mithilfe von metallografischen Schliffen und setzten erfolgreich das Gleichstrompotentialverfahren für die Ermittlung von ε_N ein. Nach BRINNEL et al. [212] ist es möglich, mit sehr hoher Präzision beim Gleichstrompotentialverfahren zwischen der Einschnürung der Probe und der ansteigenden Porendichte zu unterscheiden.

Die Autoren WANG et al. [213] sowie ZHAO et al. [214] kombinieren den anisotropen Fließort nach HILL'48 mit dem GTN-Modell und simulieren den Tiefziehprozess eines AZ31-Blechs. Die Modellparameter wurden mittels einachsiger Zugversuche kalibriert und sind in beiden Veröffentlichungen identisch (**Tabelle 5**). In [213, 214] verwenden die Autoren jedoch konstante r -Werte für die Anisotropie, wodurch die bereits in **Kapitel 2.3.3** (S. 40) dargelegte anisotrope Verfestigung von AZ31 vernachlässigt wird. Keiner der Schädigungsparameter sind anhand von AZ31 bestimmt worden, sondern wurden anhand von Literaturstellen für andere Metalle festgelegt. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, wie groß die Lücke in der Schädigungsmodellierung für AZ31 Feinblech ist. Die übrigen Parameter f_0 , ε_N und S_N sind über einzelne FEM-Simulationen abgeschätzt worden. Da [213, 214] die bis dato einzige Referenz für GTN-Modellparameter für AZ31 Feinblech darstellt, ist es dennoch von Bedeutung diese Werte in den vorliegenden Untersuchungen zu verifizieren.

Tabelle 5: GTN-Modellparameter für AZ31 von 100 °C bis 300 °C nach [213, 214]

q_1	q_2	q_3	f_N	f_c	f_t	f_0	ε_N	S_N
1,5	1	2,25	0,04	0,0732	0,1279	0,001	0,2	0,1

Das ROUSSELIER-Modell [215] ist ein alternatives Materialmodell zur numerischen Behandlung von duktiler Schädigung, welches über eine thermodynamische Herleitung auf der Porenwachstumsgleichung von RICE und TRACEY [142] basiert. Das Werkstoffverhalten wird mithilfe des Fließpotentials

$$\Phi = \frac{\sigma_v}{1-f} + Qf\sigma_k \cdot \exp\left(\frac{\sigma_m}{(1-f)\sigma_k}\right) - k_f \quad \text{Gl. 37}$$

für einen porenbelasteten Körper dargestellt. Hier ist σ_v die VON MISES'sche Vergleichsspannung, σ_m der hydrostatische Spannungsanteil, k_f die Fließspannung und f die zugehörige Schädigung, d. h. der Hohlraumvolumenanteil. Q und σ_k sind materialspezifische Koeffizienten. ROUSSELIER [215] empfiehlt für $\sigma_k = 1/3(R_p + R_m)$, mit der Streckgrenze R_p und Zugfestigkeit R_m , und für $Q \approx 1,5-2$. Das ROUSSELIER-Modell ermöglicht die Beschreibung des mikroskopischen Versagensvorgangs durch Porenwachstum ohne Poreneubildung und duktile Risserweiterung [216]. Im Unterschied zum GTN-Modell sind weniger Materialparameter notwendig, bei negativem hydrostatischen Druck findet kein Schrumpfen der Poren statt und bei reinem Schubspannungszustand nimmt die Schädigung trotzdem weiter zu [104]. PRAHL et al. [217] zeigen auf, dass die Kalibrierung der Parameter q_1 und q_2 für das GTN-Modell, sowie Q für das ROUSSELIER-Modell mithilfe von RVE Kalkulationen möglich sei.

Allgemein werden CDM-Modelle in der industriellen Anwendung nur ungern in Umformsimulationen eingesetzt, weil fehlende experimentelle Richtlinien die Ermittlung zuverlässiger und genauer Schadensentwicklungsparameter erschweren [218]. Praktisch sind zum einen eine Reihe von geometriebasierten Methoden, wie Dichtemessungen, rasterelektronenmikroskopische Querschnittsaufnahmen oder 3D Röntgenmikrotomographien mit einer hohen Präzision möglich [219]. Zum anderen liefern Messmethoden zur Bestimmung lokaler mechanischer Eigenschaften, bspw. durch Härteeindrücke oder die Entnahme von Mikropylonen die notwendigen Daten zur Ableitung von Schädigungsparametern [220]. Nach TASAN et al. [219] ist der wichtigste Aspekt, dass die ermittelten Schädigungswerte mit der lokalen Dehnungsverteilung gekoppelt werden können. Eine detaillierte Gegenüberstellung von CDM-Modellen ist in [221] oder [222] zu finden. Für AZ31 gibt es wenige veröffentlichte Ergebnisse zu duktilen Schädigungsparametern. Letztlich bildet die gezielte Ermittlung eines ganzheitlichen Parametersatzes für ein CDM-Modell sogar eine Lücke im Stand der Technik. Es ist also von außerordentlicher Relevanz experimentelle Methoden für AZ31 Feinblech zu testen.

2.4 Zusammenfassung des Wissensstands

Mg bietet in Form von Guss- oder Knetlegierung ein für Einsätze im Leichtbau geeignetes Eigenschaftsprofil und erlebt einen Aufschwung der anwendungsrelevanten Materialmodellierung für die Umformung. Bekanntermaßen zeichnen sich Magnesiumlegierungen vor allem

durch die speziellen Charakteristika der hexagonal dichtest gepackten Kristallgitterstruktur aus. Im Schrifttum stehen unzählige Forschungsergebnisse über die vordergründig recherchierte Knetlegierung AZ31, von der atomaren bis zur makroskopischen Ebene zur Verfügung. Im Fokus steht zumeist basal texturiertes Untersuchungsmaterial, was sich mit dem Forschungsvorhaben der vorliegenden Arbeit deckt. Untersuchungen an AZ31 Feinblech hingegen sind selten vorzufinden, weshalb theoretische Betrachtungen eher lückenhaft experimentell nachgewiesen sind, aufgrund der Komplikationen mit der dünnen Ausgangsform. Schichtstauchversuche, die potenziell die Möglichkeit bieten das Umformverhalten bis zu Umformgraden von $\varphi = 1$ zu bestimmen, sind für AZ31 Feinblech noch nicht im Bereich der Warmumformung angewandt worden.

Das Umformverhalten von AZ31 resultiert aus einem komplexen Zusammenspiel der kristallografischen Gleitung, der Zwillingsbildung, des Korngrenzengleitens, den Ver- und Entfestigungsprozessen als auch der Texturevolution und wird maßgeblich vom Spannungszustand beeinflusst. Für eine akkurate Materialmodellierung auf makroskopischer Ebene sind für den Fall basal texturierter Mg-Bleche orthotrope Fließhypothesen, welche zudem eine anisotrope Verfestigung abbilden können, unausweichlich. Eine ungeklärte Frage ist, inwiefern die Spannungszustände in einem Blechumformprozess das Zusammenspiel der mikromechanischen Mechanismen der Umformung beeinflussen und ob phänomenologisch ermittelte Fließmodelle für die Bauteil- und Prozessentwicklung ausreichend genau sind.

Der Ursprung des orthotropen Fließverhaltens basal texturierter Mg-Bleche lässt sich am besten am Beispiel einer einachsigen Belastung belegen, welche relativ zur Häufung bestimmter kristallografischer Orientierungen (Textur) ausgerichtet sei. Die Fließhypothese muss differenzieren können, wie diese einachsige Belastung relativ zur Walz- und Querrichtung orientiert ist und ob es sich bei der Belastung um eine Druck- oder Zugspannung handelt. Wie absolut die Unterschiede zwischen Druck- oder Zugspannungen ausgeprägt sind, ist stark von der Temperatur, der Umformgeschwindigkeit als auch der Intensität der Textur abhängig.

Während der Umformung bildet die Textur jedoch keinen stabilen Zustand. Die unterschiedlichen kritischen Schubspannungen verfügbarer Gleitsysteme zwingen den Polykristall dazu, über den Mechanismus des Korngrenzengleitens, mit dem auferlegten Belastungszustand zum Gleichgewicht zu gelangen. Zudem ruft die Zwillingsbildung durch den Umklappmechanismus zwangsläufig auch eine Texturänderung hervor. Für die Modellierung kommen modifizierte Fließhypothesen der HILL- sowie BALAT/BANABIC-Gattung in Frage. Ist die Zug-Druck-Asymmetrie von Relevanz, so kommen Ansätze nach CAZACU et al. zum Tragen. Für den Fall von AZ31 Feinblech fehlt jedoch die Parametrisierung dieser Modelle, weil die standardgemäß üblichen Flachzugversuche lediglich eine Betrachtung bis zum Bereich der Einschnürung erlauben. Besonders vor dem Hintergrund der hohen Genauigkeitsanforderungen an 3D FEM-

Simulation von Blechumformprozessen, mangelt es der Forschung und Anwendung an Modellen für das Ver- und Entfestigungsverhalten in Kombination mit der anisotropen Verfestigung von AZ31 Feinblech. Aus dem Schrifttum sind eine Vielzahl von Anwendungen des HILL'48-Ansatzes für AZ31 Blech bekannt, welche zu akkuraten Umformsimulationen führen. Aufgrund der Möglichkeit die Hill'48 Modellparameter direkt aus den LANKFORD-Parametern zu bestimmen, ergibt das eine zielführende Methodik das Orthotrope Fließverhalten genau abzubilden.

Zuletzt begünstigen die Spannungszustände der Blechumformung die duktilen Schädigungsprozesse der Porenbildung und des Porenwachstums. Weil diese im Schrifttum für AZ31 bereits nachgewiesen sind, sollten Schädigungsmodelle bei der numerischen Simulation von Blechumformprozessen immer einbezogen sein. Zu den häufigsten verwendeten Modellen gehören die Ansätze nach LEMAITRE, GURSON und ROUSSELIER. Diese gekoppelten Schädigungsmodelle berücksichtigen die Zerrüttung der Tragfähigkeit des Werkstoffs mit fortschreitender Umformung aufgrund duktiler Schädigungsprozesse. Sie bieten eine Koppelung zu den Modellen für das Ver- und Entfestigungsverhalten in Kombination mit der anisotropen Verfestigung. Aus dem Schrifttum ist keine Anwendung dieser Art für AZ31 Feinblech bekannt, was großes Potenzial in der Weiterentwicklung von Modellen für diesen Blechwerkstoff verspricht. Weil eine vollständig experimentelle Parametrisierung dieser gekoppelten Schädigungsmodelle für AZ31 Feinblech noch nicht bekannt ist, gilt es diese Wissenslücke zu schließen.

3 Zielstellung und Vorgehensweise

Angesichts der Anforderungen für kosteneffiziente Bauteilentwicklungen, sind anwendungsnahe sowie genaue Werkstoffmodelle für die numerische Simulation von Blechumformprozessen zwingend notwendig. Ein gefügebasiertes Schädigungsmodell für Feinbleche der Mg-Legierung AZ31, welches das orthotrope Fließverhalten, das anisotrope Verfestigungsverhalten und die Zerrüttung des Werkstoffs aufgrund duktiler Schädigungsprozesse berücksichtigt, stellt eine Lücke im aktuellen Stand der Technik dar. Die vorliegende Arbeit hat die Zielstellung, diese Lücke von RT bis 350 °C unter prozessrelevanten Umformgeschwindigkeiten von $0,01 \text{ s}^{-1}$ bis 1 s^{-1} zu schließen. Dies wird umgesetzt, indem die Fließspannung mithilfe des Freiburger Fließkurvenansatzes modelliert, das orthotrope Fließverhalten und anisotrope Verfestigungsverhalten über umformgradabhängige r -Werte im HILL'48-Anisotropiemodell berücksichtigt und die duktile Schädigung über den Ansatz nach GURSON, TVERGAARD & NEEDLEMAN an das Fließmodell gekoppelt werden. Die in diesem Zuge entwickelte Vorgehensweise soll auch auf andere Metalle in Form dünner Bleche übertragbar sein (siehe **Abbildung 22**). Die Validierung der Modelle erfolgt über die kommerziell erhältliche FEM-Simulationssoftware „simufact.forming v15.0“ (Fa. *Simufact Engineering GmbH*) und der Abbildung von einachsigen und biaxialen Zugversuchen, als auch NAKAJIMA Tiefungsversuchen.

In erster Instanz gilt es, das Fließverhalten des Untersuchungsmaterials mittels Schichtstauchversuchen zu quantifizieren. Das Stauchen ausgestanzter Blechronden liefert den über mehrere Schichten gemittelten Umformwiderstand. Der Spannungszustand unterdrückt die duktilen Schädigungsmechanismen der Porenbildung und des Porenwachstums und durch die frei breitenenden Flanken der Blechronden gibt es keine Rückwirkung des orthotropen Fließverhaltens in Blechebene. Aus den Maschinendaten werden unter Berücksichtigung der Reibung und Umformwärme die Fließspannungen in Abhängigkeit des Umformgrads, der Temperatur und Umformgeschwindigkeit berechnet. Die Fließkurven von RT bis 350 °C dienen der Entwicklung eines Modellansatzes, welcher stetig differenzierbar über den gesamten Temperaturbereich und gültig für Umformgeschwindigkeiten von $0,01 \text{ s}^{-1}$ bis 1 s^{-1} ist.

Um das orthotrope Fließverhalten und die anisotrope Verfestigung des Untersuchungswerkstoffs (UWS) zu quantifizieren, werden Flachzugversuche 0° , 45° und 90° zur WR durchgeführt. Die Blechproben werden induktiv erwärmt und die lokalen Dehnungen optisch gemessen. Das Post-Processing der Dehnungsanalyse mittels MATLAB liefert die r -Werte in

Abhängigkeit des lokalen Umformgrads und ferner die umformgrad- und temperaturabhängigen Koeffizienten für das HILL'48-Modell.

In situ Zugversuche in einem REM dienen der qualitativen Untersuchung der Umformmechanismen und der duktilen Schädigungsvorgänge. Gleichzeitig dienen Makroaufnahmen während dieser Versuche der lokalen Dehnungsanalyse. Somit können die Verteilung des Porenvolumenanteils (PVA) mit der lokalen Dehnung gekoppelt und die Schädigungsparameter für das GTN-Schädigungsmodell ermittelt werden.

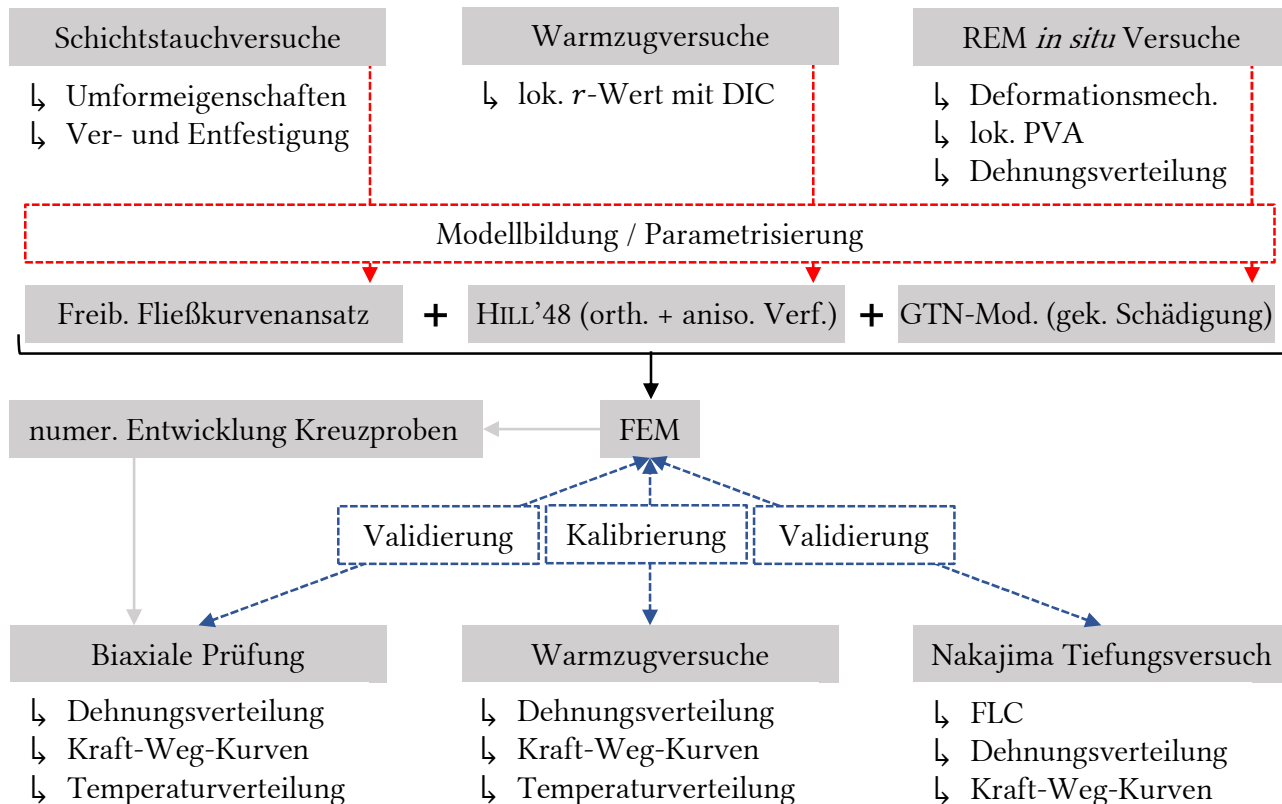


Abbildung 22: schematische Darstellung der Vorgehensweise zur Entwicklung eines gekoppelten Schädigungsmodells für 1,0 mm AZ31 Feinblech

Über Versuche an einer biaxialen Prüfapparatur können definierte Dehnungszustände eingestellt werden. Die Einstellung verschiedener Dehnungszustände erfordert eine speziell an das Vorhaben angepasste neuartige Kreuzzugprobengeometrie. Diese wird zur Erreichung einer möglichst homogenen Temperatur- und Umformgradverteilung mithilfe der numerischen Simulation entwickelt, wobei auf die spanende Ausdünnung der dünnen Blechproben im Messbereich verzichtet wird. Die neuentwickelten Kreuzzugproben werden ebenso wie die einachsigen Flachzugversuche und NAKAJIMA Tiefungsversuche in der numerischen Simulation abgebildet. Die Umformgradverteilung, das Versagen als auch die Kraft-Weg-Verläufe stellen den Vergleichsgegenstand zur Validierung der Modelle dar.

4 Untersuchungswerkstoff (UWS)

Für die dargelegten Untersuchungen ist ein, an der Pilotanlage des Instituts für Metallformung der TU Bergakademie Freiberg hergestelltes, 1,0 mm Blech der Magnesiumlegierung AZ31 ausgewählt worden. Auf das Gießwalzen TRC (engl. *twin-roll casting*) eines 5,3 mm starken Vorbands folgte ein Warmwalzprozess und eine abschließende Wärmebehandlung. Die Parameter des TRC und der thermomechanischen Behandlung sind dem Kurzbericht im Anhang, **PS-36**, zu entnehmen. Der UWS entstammte dem 600 kg Coil (englische Bezeichnung für ein aufgewickeltes Metallband) mit der internen Bezeichnung 418-3. Es hat die in **Tabelle 6** angegebene chemische Zusammensetzung und liegt innerhalb der Vorgaben der DIN 1729-1 für Magnesiumlegierungen der Bezeichnung AZ31B [223].

Tabelle 6: mittels Funkenspektrometer ermittelte chemische Zusammensetzung des UWS in Masse-%

Al	Zn	Mn	Zr	Cu	Si	Fe	Ca	Sn	Mg
2,99	0,969	0,377	0,002	0,001	0,017	0,003	<0,001	<0,005	Rest

AZ31 ist eine Knetlegierung und gehört zu dem ternären Legierungssystem der Al-Zn-Legierungsreihe. Al bewirkt die Steigerung von Festigkeit und Härte durch eine Mischkristallhärtung und die Ausscheidung der intermetallischen γ -Phase $\text{Mg}_{17}\text{Al}_{12}$. Weiterhin bekannt sind die Ausscheidung der ternären Φ -Phasen $\text{Mg}_6(\text{Al}, \text{Zn})_5$ und τ -Phasen $\text{Mg}_{32}(\text{Al}, \text{Zn})_{49}$, die jeweils durch das Legierungselement Zink in Erscheinung treten [224]. Das Legierungselement Mangan führt in AZ31 außerdem zur Bildung von Al-Mn-haltigen intermetallischen Verbindungen [225]. Die Mikrostruktur des UWS ist durch ein feinkörnig rekristallisiertes Gefüge (6,0 μm mittlerer Korndurchmesser; ca. 26.000 gemessene Körner) ohne Kaltverfestigung und mit feinverteilten Ausscheidungen charakterisiert. In **Abbildung 23a** ist eine im REM erzeugte Aufnahme einer polierten und geätzten Blechoberfläche dargestellt, in welcher die Ausscheidungen aufgrund ihres weißen Erscheinungsbilds im Kontrast zur dunklen α -Mg Matrix und der Korngrenzen gut zu erkennen sind. Durch eine lokale energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDS) war es nicht möglich, die Zusammensetzung dieser fein ausgeschiedenen Phasen genau zu bestimmen. Sie konnten jedoch den Hauptlegierungselementen durch charakteristische Maxima zugeordnet werden.

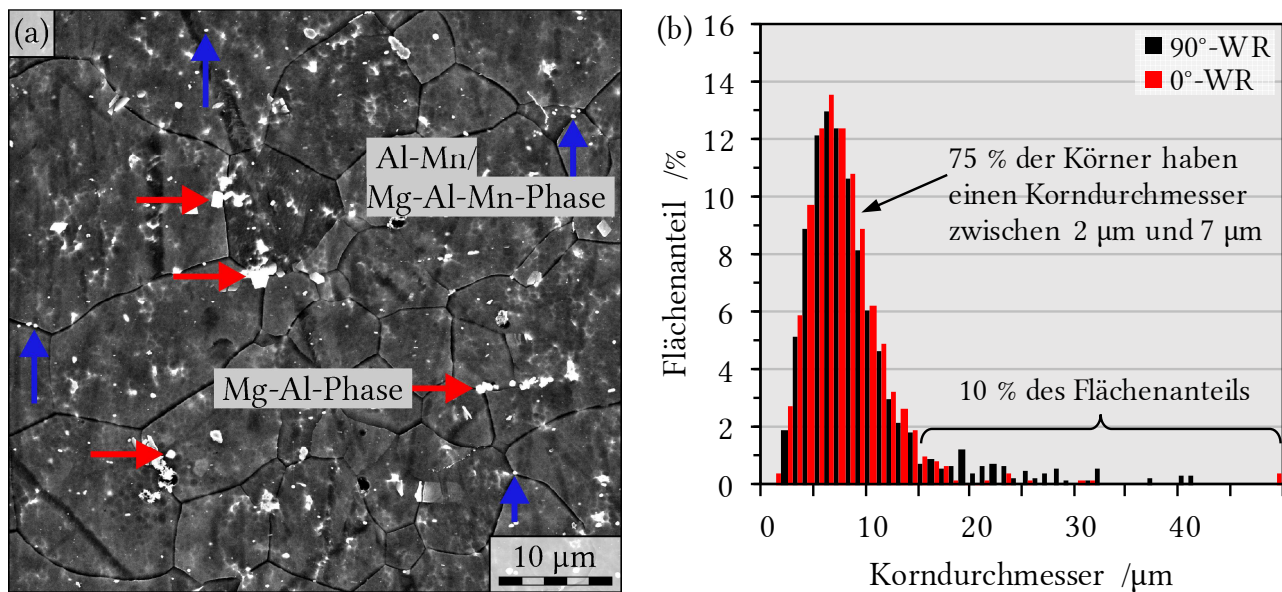


Abbildung 23: die graue α -Mg Matrix, schwarze Korngrenzen und helle Partikel zweiter Phase in einer rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme der polierten und geätzten Probenoberfläche (a); Flächenanteil, den jede Korngrößenkategorie über den gesamten Blechquerschnitt einnimmt, jeweils in 0°- und 90°-WR bestimmt (b)

Aus **Abbildung 23b** geht hervor, dass sich die Mikrostruktur durch eine bimodale Korngrößenverteilung auszeichnet. Obwohl 75 % der Körner (Anzahl) einen Korndurchmesser zwischen 2 μm und 7 μm haben, zeigte die Auftragung des Flächenanteils der Korngrößenkategorien, dass Körner bis zu 40 μm vorliegen. In Summe nehmen Körner der Größe 15–50 μm rund 10 % des Blechquerschnitts ein. Das Ergebnis der EBSD-Analyse über den Blechquerschnitt senkrecht zur Walzrichtung (**Abbildung 24a**) deutete darauf hin, dass die bimodale Korngrößenverteilung primär durch übermäßig herangewachsene Körner an der Blechoberfläche (Ober- und Unterseite) verursacht wird. Es ist davon auszugehen, dass hohe Temperaturen an der Blechoberfläche während der Wärmebehandlung zu abnormalem Kornwachstum über den Mechanismus der statischen Rekristallisation führten. Die Darstellung der interkristallinen Missorientierung aus der EBSD-Analyse belegte, dass sich die Mikrostruktur in einem vollständig rekristallisierten und erhaltenen Zustand befindet (**Abbildung 24b**). Diese KAM-Analyse (engl. *kernel average misorientation*) erfasst die Missorientierung jedes einzelnen Messpunktes in Bezug zu seinen direkt benachbarten Messpunkten. Die Missorientierungswinkel liegen zu 75 % zwischen 0,03° und 0,6° verteilt. Die Korngrenzen sind von dieser Analyse ausgeschlossen worden.

Aus der farbigen Darstellung der EBSD-Analyse ging weiterhin hervor, dass die Kristallstrukturen der meisten Körner mit ihren Basalebene parallel zur Blechebene ausgerichtet sind. In der Blechmitte hingegen zeichnen sich eine hohe Anzahl Körner mit nicht-basaler Orientierungen ab. Analog zum TRC-Band in [226] kann der Blechquerschnitt in drei Ab-

schnitte geteilt werden: Blechmitte, Übergangsbereich und Blechoberfläche. Die EBSD-Analyse parallel zur WR lieferte die gleichen Ergebnisse. Aus diesem Grund ist nicht mit einer starken Anisotropie der orthotropen Achsen längs und quer zur WR zu rechnen.

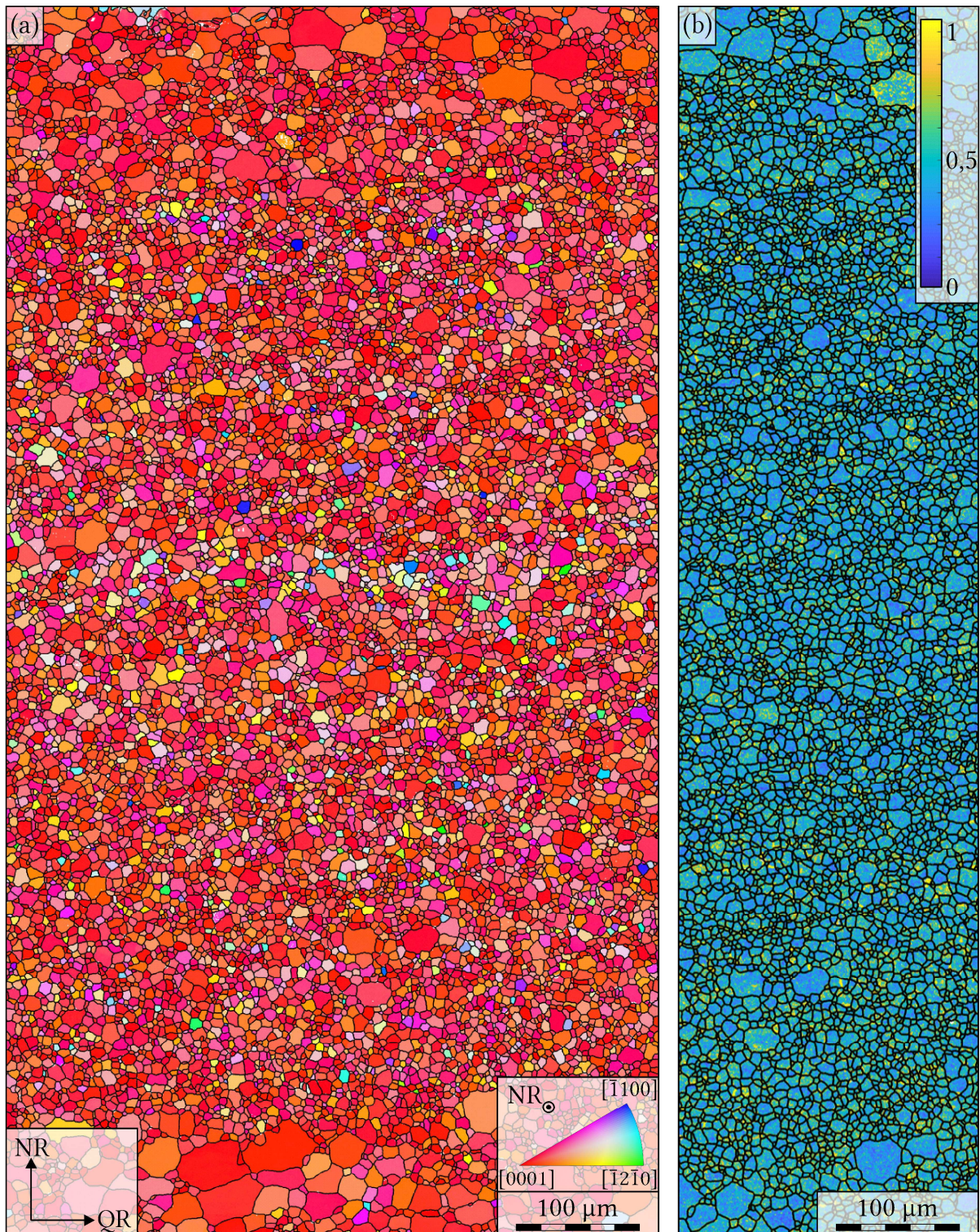


Abbildung 24: Messergebnis einer EBSD-Analyse über den gesamten Blechquerschnitt, wobei die farbliche Darstellung die Ebenen der hexagonalen Elementarzellen parallel zur Blechoberfläche repräsentiert (a); zugehörige Darstellung der Missorientierungswinkel jedes Messpunktes – Korngrenzen ausgeschlossen (b)

Aus der EBSD Analyse lässt sich die Orientierungsverteilungsfunktion ODF (engl. *orientation distribution function*) berechnen und zur statistischen Auswertung in Form von Polfiguren und ODF-Abschnitten darstellen (siehe **Abbildung 25**). Der UWS zeigt die Charakteristik einer sog. Fasertextur, bei der die Basalebenennormalen überwiegend senkrecht zur Blechebene ausgerichtet sind. Da die ODF-Abschnitte für die Eulerwinkel $\varphi_2 = 0^\circ$ und 30° nahezu identisch erscheinen, gibt es keine Häufung bestimmter Orientierungen der Kristallite in Bezug auf ihre prismatischen und pyramidalen Ebenen. Diese scharfe Fasertextur (auch Basaltextur genannt) ist für gewalzte Magnesiumbleche bekannt, da sich die Basalebenen beim Warmwalzen parallel zum horizontalen Materialfluss ausrichten [227, 228].

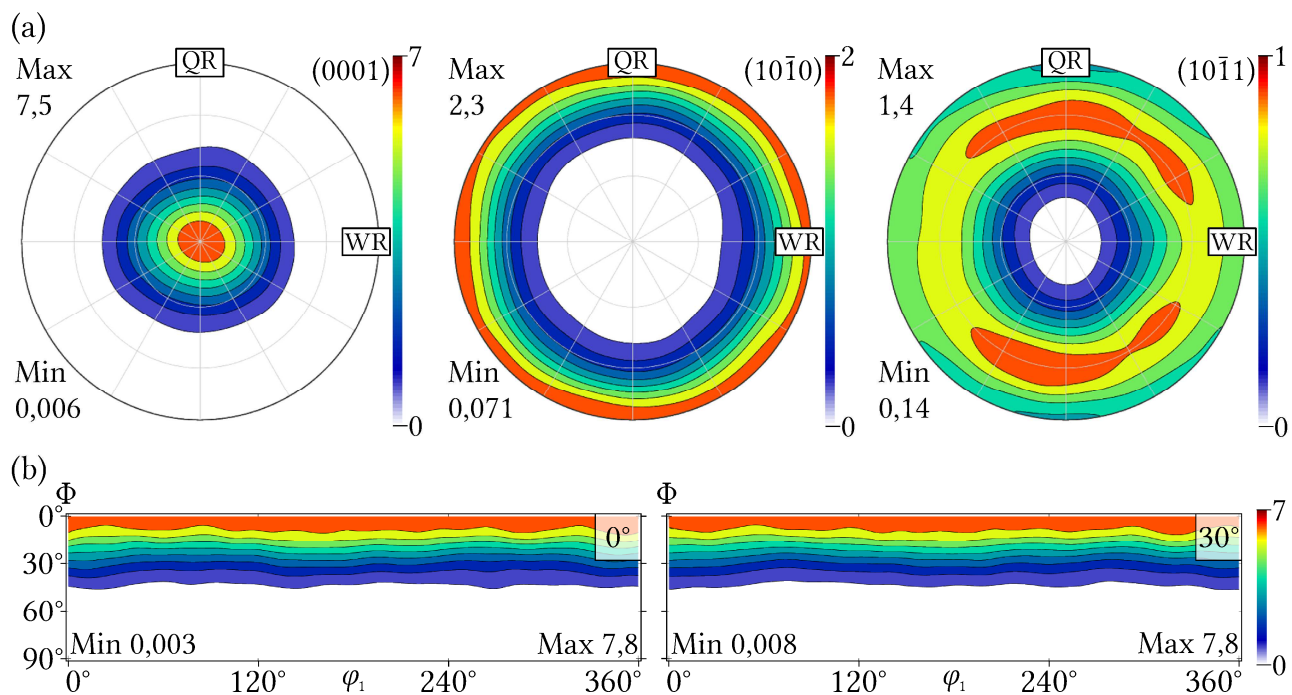


Abbildung 25: Darstellung der ODF der Basalebenen, prismatischen Ebenen und pyramidalen Ebenen in Form von Polfiguren in Bezug zur QR-WR Blechoberfläche (a); die berechneten ODF-Abschnitte bei $\varphi_2 = 0^\circ$ und 30° zeigen den charakteristischen Verlauf einer Fasertextur

Die Auswirkungen der durch den Herstellungsprozess bedingten feinen Mikrostruktur äußern sich in den mechanischen Eigenschaften (siehe **Abbildung 26**). Die Dehngrenze mit ca. 185 MPa und die Zugfestigkeit mit ca. 260 MPa ohne Ausprägung einer Richtungsabhängigkeit liegen deutlich über den Mindestwerten der DIN 9715 [229]. Auch die Bruchdehnung von $23 \pm 5 \%$ ist höher und zeigt keine ebene Anisotropie. Die Untersuchungen von NAKAURA et al. [230] zeigten, dass Mg-Feinbleche aus dem TRC Vorband sowohl im homogenisierten als auch nicht-homogenisierten Zustand wesentlich höhere Bruchdehnungswerte aufweisen als Bleche, welche durch mehrfaches Warmwalzen einer Gussbramme produziert worden sind. Sie weisen zudem eine deutlich abgeschwächte Basaltextur im Vergleich zu konventionell hergestellten

Magnesiumblechen auf, da der eingebrachte Gesamtumformgrad für die gleiche Blechenddicke geringer ist. Beschreibungen des TRC und Warmwalzprozesses und das zu erwartende Eigenschaftsprofil von AZ31 Feinblech sind in [228, 231–233] aufgeführt. Die hohe senkrechte Anisotropie deutet auf eine sehr gute Tiefziehfähigkeit des UWS.

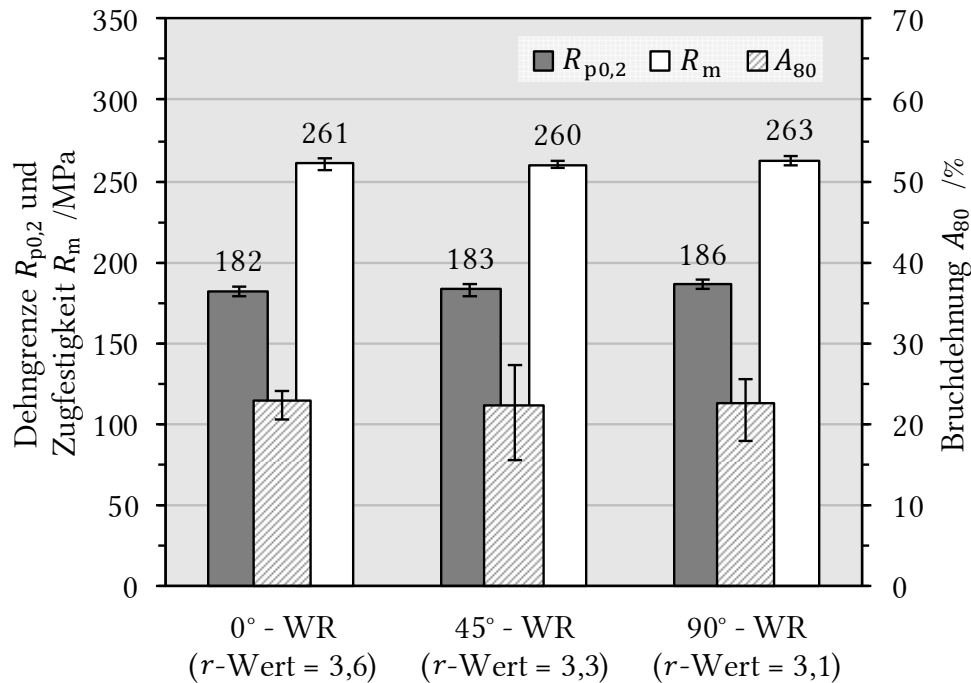


Abbildung 26: mechanische Kennwerte des UWS ermittelt im einachsigen Zugversuch mit einer Messlänge von 80 mm und bei RT nach DIN EN ISO 6892

5 Experimentelle und numerische Methodik

5.1 Charakterisierung des Umformverhaltens im Schichtstauchversuch

Zur numerischen Abbildung von Umformprozessen ist es zunächst notwendig, den Werkstoffwiderstand in Relation zur aufgebrachten Formänderung zu quantifizieren. Dieser Zusammenhang bildete die Grundlage für die Berechnung u. a. von Umformkraft, Umformarbeit und Spannungen. Bislang wurde dies mithilfe von Flachzugversuchen realisiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde sich jedoch gezielt für Schichtstauchversuche entschieden, weil sie eine Reihe spezieller Vorteile bieten:

- Mit der Stauchachse parallel zu den Blechnormalen, ist der Dehnungszustand der einzelnen Schichten dem des biaxialen Zugs (positive Umformgrade in der Blechebene und negative Umformgrade in Dickenrichtung) am nächsten.
- Weil die Flanken der Schichtstauchproben frei breiten können, hat die ebene Anisotropie keinen Einfluss auf die gemessene Kraft.
- Durch die negativen hydrostatischen Spannungen im Großteil des Zylindervolumens, werden die duktilen Schädigungsmechanismen weitestgehend unterdrückt.
- Der Spannungszustand verhindert zudem die Dehnungslokalisierung und somit können Umformgrade bis $\varphi = 1$ erreicht werden.

Im Folgenden ist daher die Durchführung dieser Schichtstauchversuche dargelegt, aus dessen Messgrößen die Fließkurvenberechnung sowie die Modellbildung erfolgte.

5.1.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Im Schichtstauchversuch wurden Blechenden des UWS zu einem Zylinder aufeinandergestapelt und ähnlich des herkömmlichen Zylinderstauchversuches zwischen zwei Hartmetallplatten bei definierten Versuchsbedingungen gestaucht. Im Schrifttum ist diese Charakterisierungsmethodik für Bleche weitestgehend anerkannt [122]. Der gegebene Dehnungszustand (Blechausdünnung und positive Umformgrade in Blechebene) ähnelt dem des Streckziehens. Im Vergleich von Voll- und Schichtstauchproben ist u. a. durch die Untersuchungen von PAWELSKI [152] und BERNRATH et al. [234] bekannt, dass das Umformverhalten des Matrixwerkstoffs in beiden Fällen gleiche Ergebnisse liefert, sofern eine Relativbewegung der Schichten durch ausreichende Reibverhältnisse verhindert wird. Die Schichtanzahl hat keinen Einfluss

auf das Fließverhalten. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit angestrebte Auslegung von Kreuzproben mittels der FEM machte es erforderlich, die Fließkurven ab RT aufzunehmen. Daher wurden bei RT sowie 100 °C, 150 °C, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C Schichtstauchversuche durchgeführt. Die gewählten Umformgeschwindigkeiten $\dot{\varphi} = 0,01 \text{ s}^{-1}$, $0,1 \text{ s}^{-1}$ und 1 s^{-1} decken die in der Blechumformung herrschenden Umformgeschwindigkeiten ab.

Zunächst wurden Ronden mit einem Durchmesser von $\varnothing 10 \text{ mm}$ aus dem 1,0 mm dicken AZ31 Blech herausgestanzt. Hierbei wurde ein spezielles Stanzwerkzeug mit gleichlaufendem Schneid- und Auswerfwerkzeug verwendet, um sicherzustellen, dass die Ronden eine gerade Abtrennkante bekamen und sich nicht konvex ausformten (verbiegen). Der Prozess fand CNC-gesteuert und bei RT statt. Anschließend wurden nach Auftragen eines wasserlöslichen Kleisters (nur eine Nadelspitze pro Schicht) die 1,0 mm dicken Blechronden in einer Arretiervorrichtung bis zu einer Höhe von 15 mm gestapelt und mit Druck beaufschlagt (**Abbildung 27a**). Das Höhe-zu-Durchmesserverhältnis der gestapelten Schichten von 1,5 sorgt für einen möglichst geringfügigen Einfluss der Reibung an den Stirnflächen im Vergleich zur Probenhöhe, ohne das Ausknicken der Proben zu verursachen. Für ausgewählte Stauchversuche wurde die Walzrichtung der einzelnen Blechronden markiert und beim Stapeln entsprechend ausgerichtet, um mögliche Anisotropieeffekte zu identifizieren (siehe Anhang, **PS-37**). Der Kleister diente lediglich einer sicheren Handhabung bei der Versuchsvorbereitung und sicherte die genaue Ausrichtung der Blechronden zueinander. Er hat keine verhältnismäßige Festigkeit und verliert den Zusammenhalt ab 100 °C.

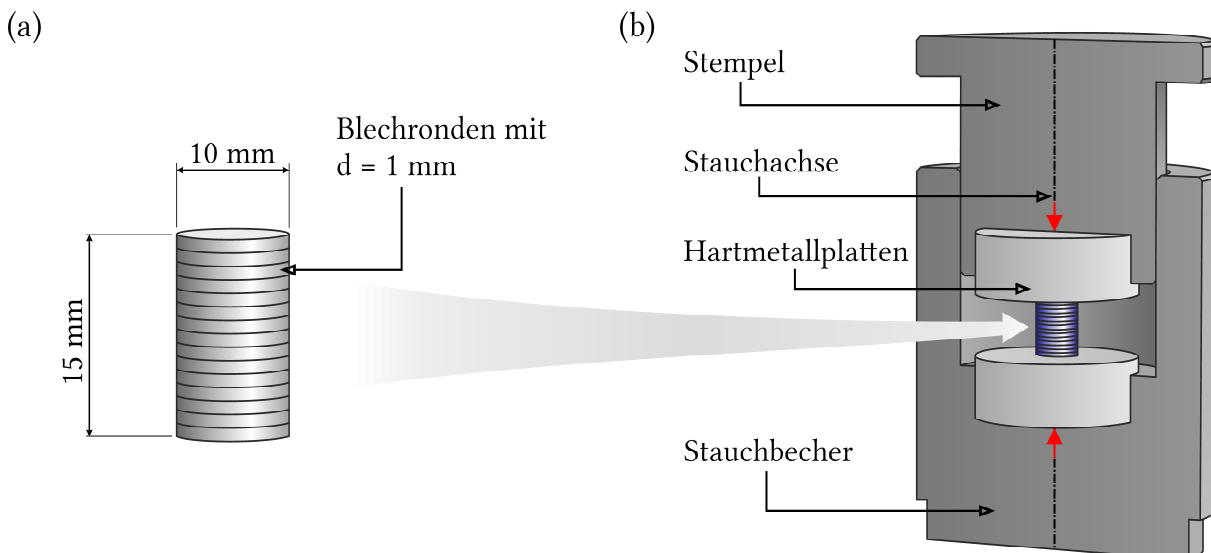


Abbildung 27: Aufbau und Abmessungen der Schichtstauchproben (a); Anordnung der Proben im Stauchbecher und die Stauchachse (b)

Zur Durchführung von isothermen Stauchversuchen wurden die Schichtstauchproben in die in **Abbildung 27b** im Schnitt dargestellten Stauchbecher platziert und in einem Luftumwöl-

ofen auf Umformtemperatur geheizt. Es folgte die Beaufschlagung der Kontaktflächen zwischen den Hartmetallplatten und der Probe mit einer Molybdändisulfid(MoS_2)-Graphit-Suspension. Dadurch wird die Reibung sowohl zwischen dem Probenkörper und dem Stauchwerkzeug minimiert als auch konstante Reibbedingungen für die gesamte Versuchsserie gewährleistet. Weil eine Relativbewegung der Schichten während des Stauchens die Messergebnisse verfälschen würden, siehe GRAF et al. [235], ist auf eine Schmierung zwischen den Schichten verzichtet worden.

Die Stauchversuche werden im ölhdraulischen Warmumformsimulator „WUMSI“ des Instituts für Metallformung der TU Bergakademie Freiberg bei konstanter Umformgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ durchgeführt. Das heißt, dass eine aktive Maschinenregelung bei fortschreitender Höhenabnahme der Stauchprobe die Vorschubgeschwindigkeit des Hubzylinders reduziert (siehe HENSELER et al. [236]). Pro Prüftemperatur ist der Einsatz von neun Stauchbechern (drei Umformgeschwindigkeiten mit dreifacher Belegung) vorgesehen gewesen, welche im kalten Luftumwälzofen platziert wurden. Mit 5 K pro Minute wurde auf Prüftemperatur geheizt und 30 min gehalten. Auf diese Weise stellte sich eine homogene Temperaturverteilung innerhalb der massiven Stauchbecher und der darin enthaltenden Stauchproben ein. Eine Analyse der Mikrostruktur nach der maximalen Heizdauer bis 350 °C hat gezeigt, dass kein Kornwachstum auftritt. Dies ist auf die wachstumshemmende Wirkung der fein verteilten Mn-haltigen Partikel im UWS zurückzuführen.

5.1.2 Fließkurvenberechnung und dessen Modellierung

Aus den aufgezeichneten Kraft- und Wegsignalen (Messfrequenz bis zu 20 kHz) galt es Fließkurven zu berechnen, die den Fließspannungsverlauf in Abhängigkeit der Versuchsparameter Temperatur und Umformgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ darstellten. Die Berechnung beruhte auf der Herleitung über den Umformwiderstand k_w , der nach

$$k_w = \frac{F \cdot h_x}{h_0 \cdot A_0} = \frac{F}{A_x} \quad \text{Gl. 38}$$

definiert ist. Aus der aktuellen Stauchprobenhöhe h_x (Wegsignal), der Probenaushöhe h_0 und -fläche A_0 wurde der lasttragende Querschnitt A_x über das Gesetz der Volumenkonstanz ($V_0 = V_x$) bestimmt und mit der aufgebrachten Kraft F ins Verhältnis gesetzt. Aufgrund der Reibung, die trotz Schmierung an den Hartmetallplatten herrscht, weicht jedoch der reale lasttragende Querschnitt A_x aufgrund der Tonnenbildung mit zunehmendem Stauchgrad von diesem Ideal ab. Weiterhin verursacht die Reibung Radialschubspannungen, die der Werkstoffflussrichtung entgegenwirken und das Kraftmessergebnis verfälschen. Daher erfolgte eine Korrektur des Reibungseinflusses nach SIEBEL [237] (vgl. **Abbildung 28a**), der sich aus einem analytischen Spannungsverlauf unter der Annahme des Reibwerts μ ergibt:

$$k_{fR} = \frac{k_w}{\left[1 + \frac{\mu}{3} \left(\frac{D_x}{h_x}\right)\right]} . \quad \text{Gl. 39}$$

Der aktuelle Stauchprobendurchmesser D_x wurde analog zu A_x bestimmt. Weiterhin führte die eingebrachte Umformarbeit nach dem Gesetz der Energieerhaltung zu einer Erwärmung der Stauchprobe. Wie in **Kapitel 2.2.4** (S. 13) erörtert, beeinflusst die entstandene Wärme die Umformmechanismen und damit auch die Fließspannung. Folglich musste eine weitere numerische Korrektur durchgeführt werden, die dem Einfluss der entstehenden Umformwärme über eine iterative Methode entgegenwirkt. Die bereits reibungskorrigierte Fließspannung k_{f_r} diene als Bezugsbasis der ersten Iteration $t[i]$ mit $i = 1$ (d. h. $k_{fR} = k_{f[1]}$). Jede Iteration $t[i]$ durchlief die Berechnungen nach Gl. 40 bis Gl. 44. Zuerst galt es die mittlere Fließspannung mit

$$k_{fm[i]} = \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} k_{f[i]} d\varphi \quad \text{Gl. 40}$$

zu bestimmen. Die Temperaturerhöhung $\Delta\vartheta$ nach dem Gesetz der Energieerhaltung ist nach

$$\Delta\vartheta = \frac{k_{fm[i]} \cdot \varphi}{\rho \cdot c_p} \quad \text{Gl. 41}$$

definiert. Die Dichte ρ und spezifische Wärmekapazität c_p sind werkstoffabhängige Parameter, die temperaturabhängig hinterlegt worden sind, während der Umformgrad φ im Stauchversuch der natürliche Logarithmus des Verhältnisses h_0 zu h_x ist. Mit der ursprünglich eingestellten Versuchstemperatur ϑ_{start} folgte die Berechnung der tatsächliche Umformtemperatur:

$$\vartheta = \vartheta_{\text{start}} + \Delta\vartheta . \quad \text{Gl. 42}$$

Die Korrekturfunktion K_{ϑ_x} wurde anschließend nach Gl. 43 bestimmt. Sie dient der Berücksichtigung des Einflusses der Umformtemperatur über die auf der ARRHENIUS-Gleichung basierende Beziehung in Gl. 44. Der Werkstoffparameter m_1 wurde in einer Regressionsrechnung aus Fließkurven mit variabler Temperatur bestimmt.

$$K_{\vartheta_x} = \frac{K_{\vartheta_{\text{start}}}}{K_{\vartheta}} = \frac{A_1 e^{m_1 \vartheta_{\text{start}}}}{A_1 e^{m_1 \vartheta}} = e^{m_1 (\vartheta_{\text{start}} - \vartheta)} \quad \text{Gl. 43}$$

$$k_{f[i]} = k_{fR} \cdot K_{\vartheta_x} = k_{fR} e^{m_1 (\vartheta_{\text{start}} - \vartheta)} \quad \text{Gl. 44}$$

Das Konvergenzverhalten der iterativen Temperaturkorrekturmethode führt bei Erreichen eines Abbruchkriteriums zur Lösung (vgl. **Abbildung 28b**). In der vorliegenden Arbeit wurde die Iterationsschleife abgebrochen, wenn die maximale lokale Abweichung zwischen $k_{f[i]}$ und $k_{f[i-1]}$ einen Wert kleiner als 0,001 MPa erreichte. Das Abbruchkriterium wird vor der jeweiligen Iteration geprüft.

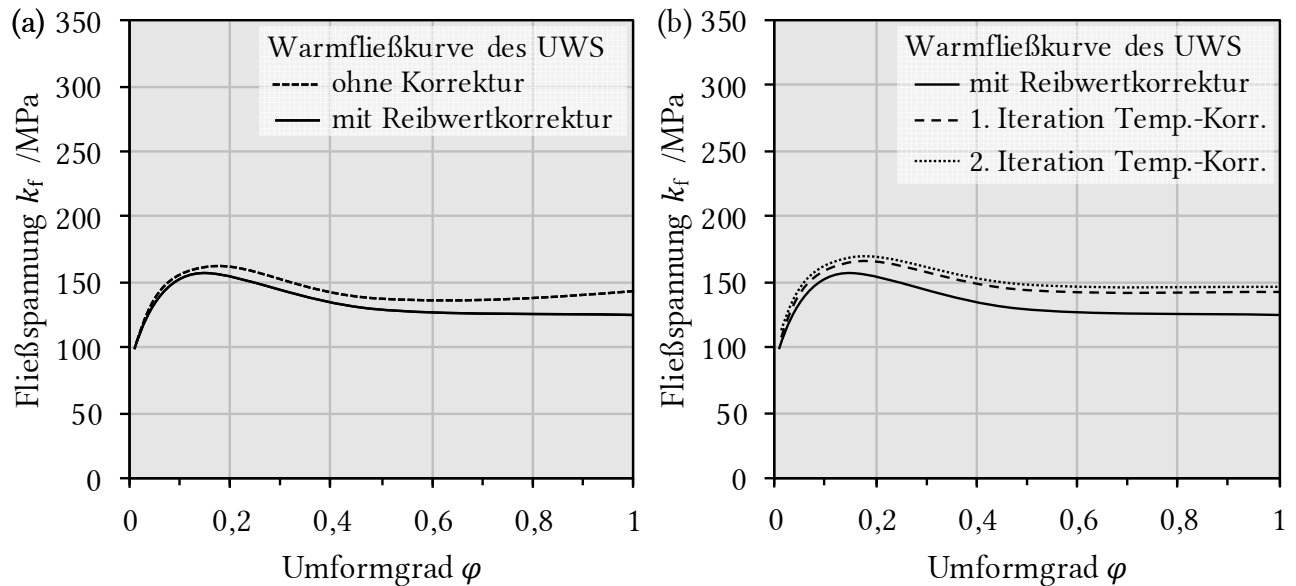


Abbildung 28: Kurvenverlauf einer reibwertkorrigierten Fließkurve des UWS bei 250 °C und 0,1 s⁻¹ (a); Veranschaulichung des Konvergenzverhaltens einer mittels des iterativen Verfahrens korrigierten Fließkurve des UWS nach zwei Iterationen (b)

Abschließend galt es den experimentell ermittelten Fließkurvensatz für die numerische Simulation vorzubereiten. In der vorliegenden Arbeit wurde dies über eine Weiterentwicklung des Freiburger Fließkurvenmodells nach HENSEL und SPITTEL [238] gelöst. An dieser Stelle wird von der isotropen Verformung der Stauchproben ausgegangen, was im Ergebnisteil der vorliegenden Arbeit ausführlicher erläutert wird (**Kapitel 6.5**, S. 137). Die initialen Materialkoeffizienten wurden anhand bestehender Literaturwerte abgeschätzt. Anschließend konnte über eine nicht-lineare Regression der experimentell bestimmten Fließkurven mithilfe des in Microsoft-Excel implementierten GRG-Solvers (engl. *generalized reduced gradient*) feinjustiert werden. Der Solver erreicht die optimale Lösung, wenn das Bestimmtheitsmaß R^2 sein Maximum erreicht. Über eine Subroutine konnte das Fließmodell mit den ermittelten Materialparameter in der Umformsimulation von *simufact.forming* aufgerufen werden.

5.2 *In situ* Zugversuche im Rasterelektronenmikroskop

Zur Analyse von aktiven Umform- und Schädigungsmechanismen dienten rasterelektronenmikroskopische *in situ* Aufnahmen. Im Folgenden werden das eingesetzte REM, die verwen-

deten Detektoren, das *in situ* Zugmodul mit Heizvorrichtung und die ausgewählten Proben typen sowie deren Präparation erläutert. Die in diesem Kapitel geschilderten Versuche dienten außerdem der Ermittlung von Materialparametern für ein gekoppeltes Schädigungsmodell.

5.2.1 Rasterelektronenmikroskopie und Detektoren

Das Rasterelektronenmikroskop der Arbeitsgruppe CEuM2 (engl. *Computational and Experimental Micromechanics of Materials*) von Prof. Shmulik Osovski am Technion in Haifa, Israel, wurde für die folgend dargelegten Untersuchungen verwendet. Das REM trägt die Bezeichnung „Mira3“ der Fa. *Tescan*. In der Rasterelektronenmikroskopie wird ein feingebündelter Elektronenstrahl zeilenweise über die Probenoberfläche geführt und ein Abbild der Oberfläche über zwei verschiedene Detektoren für Sekundär- und Rückstreuelektronen generiert. Die Abbildung durch Sekundärelektronen bietet eine höhere Auflösung mit gutem Kanten- und Topografiekontrast. Über die Rückstreuelektronen ist es hingegen möglich, einen guten Materialkontrast mit geringen Abschattungseffekten zu erzeugen. Die Funktionsweise der Rasterelektronenmikroskopie und aktuellen Einsatzmöglichkeiten sind im Detail in [239] aufgeführt.

Zudem sind Texturmessungen mittel EBSD (engl. *electron backscatter diffraction*) und Elementbestimmungen mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDS) durchgeführt worden. Ersteres ist möglich durch die Aufnahme von divergent rückgestreuten Elektronen, die auf die 70° angewinkelte Probenoberfläche beschleunigt wurden. Mittels der Auswertesoftware „AZtec“ der Fa. *Oxford Instruments* werden die dadurch auf dem Phosphor-Schirm des EBSD-Detektors entstandenen KIKUCHI-Bänder ausgewertet. Die Einstellungen am REM betrugen 25 kV Beschleunigungsspannung und ein Arbeitsabstand von 17 mm. Die Schrittweite wurde je nach Zustand und Korngröße zwischen 0,2 µm und 1 µm gewählt. Das Beugungsmuster der KIKUCHI-Bänder wird vermessen und mit einem für hexagonale Elementarzellen hinterlegten Datensatz zur Berechnung der räumlichen Orientierung des Kristalls abgeglichen. Durch das Abrastern der Probenoberfläche konnte die Orientierung vielzähliger Körner im Messbereich bestimmt, das Gefüge rekonstruiert und in Form eines Datensatzes abgespeichert werden. Diese Datensätze wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mittels MTEX weiterverarbeitet. „MTEX“ ist ein kostenloses MATLAB Tool zur Analyse und Modellierung kristallographischer Texturen mittels EBSD- oder Polfigurendaten [240].

Die lokalisierte chemische Analyse mittels EDS nutzt das Röntgenspektrum, welches von einer Probe emittiert wird, wenn diese mit einem fokussierten Elektronenstrahl beschossen wird. Die qualitative Analyse beinhaltet die Identifizierung von Maxima im emittierten Spektrum und eine quantitative Analyse ermöglicht die Bestimmung der Konzentrationen der vorhandenen Elemente. Weiterhin konnten durch das Abrastern eines Messbereichs Elementkartierungen gebildet werden, welche die Verteilung der Elemente farblich kennzeichneten.

5.2.2 Probenpräparation

Die Oberflächenpräparation der Proben erfolgte mechanisch und chemisch. Um einen übermäßigen Abtrag des Materials an der Oberfläche zu vermeiden, sind dafür lediglich drei Präparationsschritte vorgesehen gewesen. Der erste Schritt umfasste eine Nassschleifstufe (unter Zusatz von 98 prozentigem Ethanol) mit Siliziumcarbid(SiC)-Schleifpapier der Körnung P4000 bis die Oberfläche optisch keine Rückstände aus dem Herstellungsprozess aufwies. Nach der Zwischenwaschung im Ultraschallbad (Ethanol) wurden die Proben mittels einer mit Ethanol verdünnten Eisenoxidsuspension (Partikelgröße 0,06 μm ; „Masterpolish2“ der Fa. *BUEHLER*) drei Mal jeweils 10 min poliert. In einem Schleifautomaten der Fa. *Struers* kam hier ein Poliertuch des Typs „MD-Chem“ zum Einsatz. Der letzte Schritt umfasste das Eintauchen und Schwenken (5 Sekunden) der Proben in einer Nital-Lösung. Diese besteht aus 95 ml Ethanol und 4 ml konzentrierter Salpetersäure. Aufgrund des sofortigen Einsetzens der Oxidation an der präparierten Probenoberfläche wird jede Probe einzeln und per Hand poliert, damit die Oberflächenpräparation, die EBSD Messung und die *in situ* Zugprüfung unmittelbar aufeinander folgend stattfinden konnten.

Zur Bestimmung des PVA sind bis zum Versagen geprüfte Zugproben in Dickenrichtung bis zur Probenmitte herunter geschliffen worden. Es ist der Probenhalter „AccuStop“ der Fa. *Struers* verwendet worden, die 1,0 mm dicken Blechproben definiert und mit außerordentlicher Planheit abzutragen (siehe Anhang, **PS-38**). Unter Zusatz von Ethanol wurde hier mit SiC-Schleifpapier der Körnung P2400 bis 400 μm und weitere 80 μm mit der Körnung P4000 geschliffen. Analog zu der vorhergehend beschriebenen Oberflächenpräparation folgte dann das Polieren mit Ethanol-Eisenoxidsuspension und zuletzt das Ätzen in Nital.

5.2.3 Prüfprinzip und Versuchsdurchführung

Zugproben drei verschiedener Geometrien sind in einem Zug-/Druckmodul der Fa. *Kammrath und Weiss* bis zum Versagen beansprucht worden (siehe **Abbildung 29**). Das Modul wird auf dem verfahrbaren Probenstisch im REM montiert. Damit die Beobachtungsstelle während der Beanspruchung im Sichtfeld des REMs zentriert bleibt, sind die Antriebsspindeln beider Traversen jeweils mit einem Rechts- bzw. Linksgewinde ausgestattet. Die Mess- und Antriebselektrik ist rechnergesteuert und erlaubt die Aufzeichnung von Kraft- und Wegdaten. Die Aufzeichnung geschieht mittels einer Kraftmessdose bis 10 kN und einer Wegmessung mit einer Auflösung von 100 nm. Eine konstante Traversengeschwindigkeit von 5 $\mu\text{m/s}$ wurde für alle *in situ* Zugversuche gewählt, was einer lokalen Umformgeschwindigkeit im Messbereich von ca. 0,01 s^{-1} bis 0,1 s^{-1} entspricht.

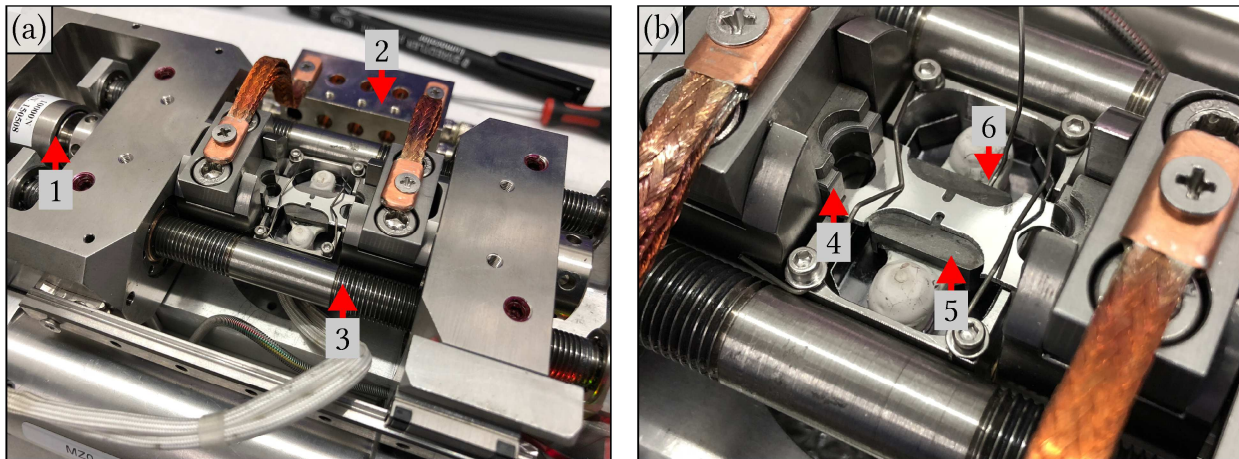


Abbildung 29: Aufbau des verwendeten Zug-/Druckmoduls für *in situ* REM-Bilder: (1) Kraftmessdose, (2) Kühlvorrichtung mit Kühlzöpfen, (3) Antriebsspindeln, (4) Spannvorrichtung, (5) Heizmodul mit Heizplatte, (6) Thermoelement

Mittels unterschiedlicher Zugprobegeometrien werden drei charakteristische Spannungszustände experimentell simuliert, welche die Umform- und Schädigungsmechanismen verschiedenen ansprechen (**Abbildung 30**). Ein Triaxialitätsfaktor von $\eta \approx 0,5$ wurde durch eine starke Taillierung der Probe, mit einem Radius von 0,5 mm, im Mittenbereich erreicht. Der Spannungszustand einer einfachen Zugbeanspruchung ($\eta \approx 0,3$) stellte sich durch die rechteckige Gestaltung des Messbereichs mit einer Länge von 30 mm und einer Breite von 10 mm ein.

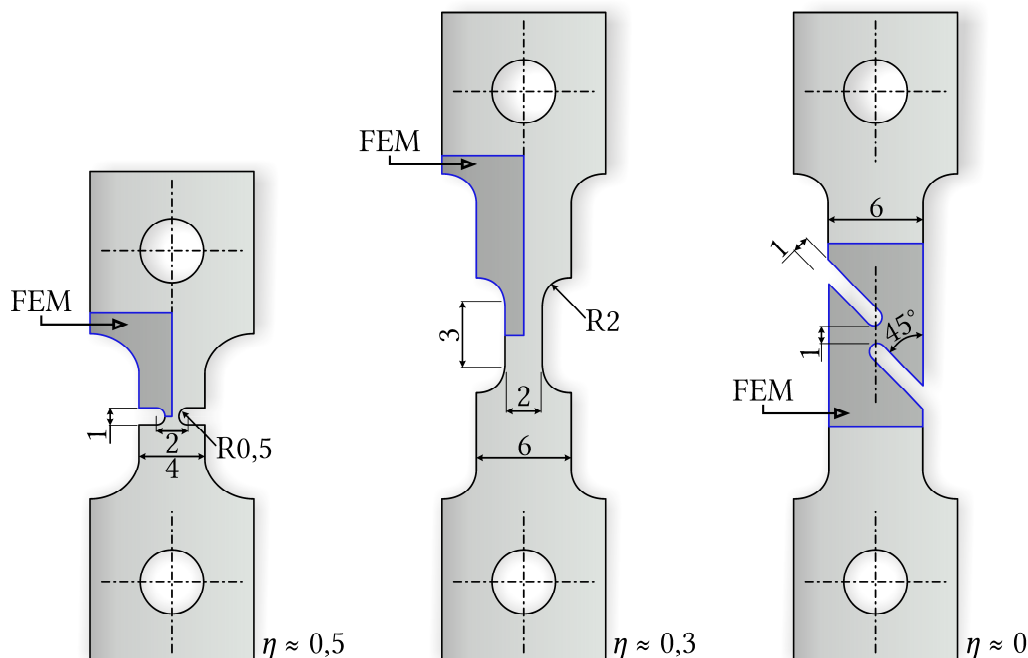


Abbildung 30: Abmessungen (in mm) der drei verwendeten Mikrozugprobegeometrien zur experimentellen Simulation der Spannungszustände mit einem Triaxialitätsfaktor im Zentrum des Messbereichs von $\eta \approx 0,5$ bis $\eta \approx 0$

Die Scherbelastung mit dem Triaxialitätsfaktor von $\eta \approx 0$ entsteht durch zwei im 45° abgewinkelte Aussparungen, welche im Messbereich entlang der Zugbeanspruchungsachse mit einem Abstand von 1,0 mm zueinander enden. Die Abmessungen der Probengeometrien sind vorhergehend mittels einer FEM-Simulation optimiert worden. Das bereits davor im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte temperatur- und geschwindigkeitsabhängige Fließkurvenmodell für den UWS ist hierfür zum Einsatz gekommen. Die Simulationsergebnisse sind in **Kapitel 6.3.1** (S. 113) dargelegt.

Weil die Probenfixierung nur im ausgebauten Zustand möglich ist, beginnt die Vorbereitung eines jeden Versuchs damit, die Vakuumkammer des REMs zu fluten und das gesamte Zug-/Druckmodul vom Probentisch zu demontieren. Die Zugproben waren an ihren Enden mit Bohrungen versehen, damit diese an einer freibeweglichen Bolzenaufhängung an den Traversen befestigt werden konnten. Im Laufe der Kalibrierungsversuche hat sich jedoch gezeigt, dass es zu unvermitteltem Nachrücken oder Verformungen im Bereich der Bolzenbefestigung kommt. Daher ist für die Durchführung der hier dargestellten Versuche eine Einspannung über aufgeraute Spannbacken realisiert worden. Nach Wiedereinbau des Zug-/Druckmoduls kann die Vakuumkammer des REMs evakuiert werden und die Positionierung unter dem Elektronenstrahl beginnen. Der Arbeitsabstand und die Position wurden so gewählt, dass sowohl eine Übersichtsaufnahme des beanspruchten Probenabschnitts (Sichtbereich SB-1, siehe **Abbildung 31a**) als auch ein vergrößerter Probenabschnitt (SB-2) beobachtet werden konnte. Vor jeder *in situ* Zugprüfung wurde an dieser Stelle eine EBSD Messung (Messbereich ca. 200 μm) durchgeführt, weshalb jede Probe die entsprechende Oberflächenpräparation erfahren hat. Ziel ist es, dass die Orientierung jedes während des Versuchs beobachteten Korns mittels der vorhergehender EBSD Messung bekannt ist.

Warmzugversuche wurden mithilfe eines Heizmoduls realisiert, welches direkt an die Unterseite des Zugprüfkörpers geklemmt war. Dazu wurden zwei Wolframdrähte außerhalb des Messbereichs über die Probe gespannt, um einen flächigen Kontakt mit der Heizfläche zu gewährleisten (siehe **Abbildung 29**). Das Thermoelement wurde seitlich in die Heizplatte gesteckt und lieferte damit näherungsweise die aktuelle Probentemperatur, die mittels PID-Regler (engl. *proportional-integral-derivative controller*) gesteuert wird. Um eine konstante Aufheizrate von 2 K/s für alle folgenden Warmzugversuche umzusetzen, sind vor diesen Untersuchungen die Regelparameter anhand eines realen AZ31 Zugprobenkörpers kalibriert worden. Wichtig während der Aufheizphase der bereits eingespannten Probe ist, dass die Regelung des Zug-/Druckmoduls auf eine konstante Kraft $F_{\text{Soll}} = 0$ eingestellt ist und die Traversen entsprechend verfahren, da sich sowohl die Probe als auch die Komponenten des Moduls aufgrund der Wärme ausdehnen.

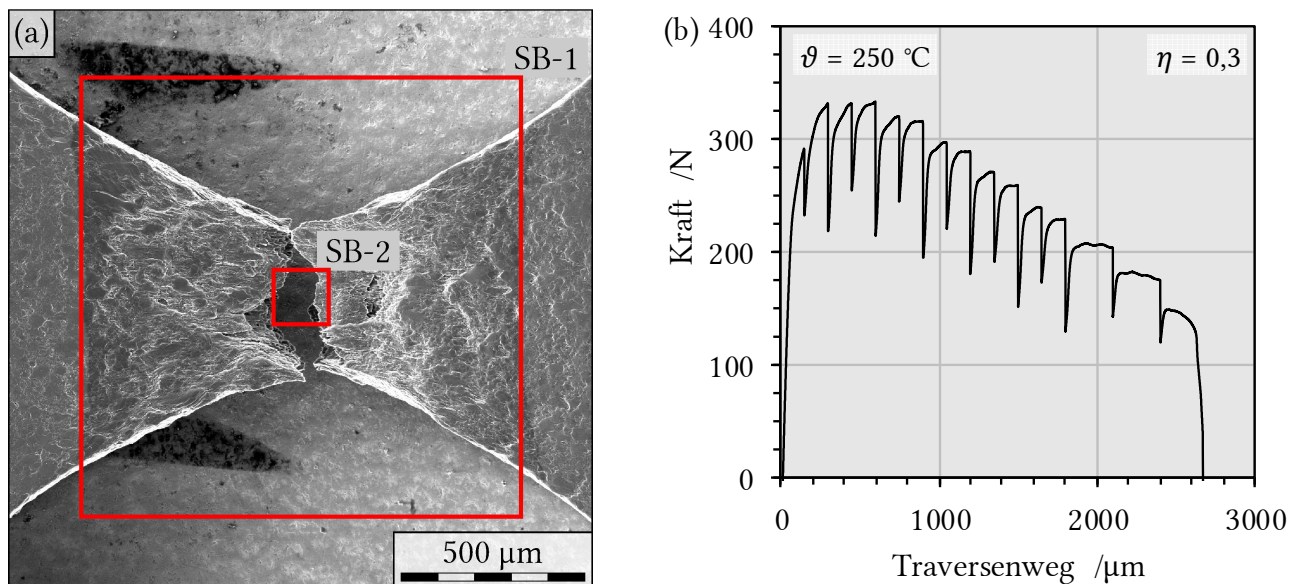


Abbildung 31: REM-Aufnahme der Oberfläche einer bis zum Bruch belasteten Probe, wobei die Sichtbereiche SB-1 und SB-2 markiert sind (a); beispielhafter Kraft-Weg-Verlauf mit Relaxationseffekten aufgrund der Unterbrechungen für die langwierigen REM-Aufnahmen (b)

In Abhängigkeit der Probengeometrie und der Prüftemperatur ist die Zugprüfung in definierten Schritten angehalten worden, um die REM-Aufnahmen zu starten. Die Schrittweite variierte dabei zwischen 50 μm bis 200 μm Traversenweg. Die Gesamtaufnahmezeit der beiden hochauflösenden REM-Bilder (Auflösung ca. 0,005 μm bis 0,01 μm je Pixel) betrug im Schnitt ca. 10 min. Diese langwierigen Aufnahmen führten zu messbaren Relaxationseffekten in den Kraft-Weg-Kurven (siehe **Abbildung 31b**).

5.2.4 Methodik zur Ermittlung der Schädigungsparameter

Für die Schädigungsmodellierung gilt es, die lokal auftretenden Dehnungen mit den beobachteten Schädigungsmechanismen zu korrelieren. Im Folgenden wird die Methodik der Dehnungsmessung, die Bestimmung des lokalen PVA und die dreidimensionale Rekonstruktion der Bruchflächen dargelegt.

Digitale Bildkorrelation

Die Verformungsanalyse erfolgte aus den Einzelaufnahmen der *in situ* Zugprüfung. Dazu sind die Aufnahmen des SB-1 und SB-2 mittels digitaler Bildkorrelation DIC (engl. *digital image correlation*) analysiert worden. Die Dehnungsmessung mittels DIC beruht auf dem Prinzip, die Grauwerte einer digitalen Bildaufnahme zu nutzen, lokale Konturen mittels Mustererkennungsalgorithmen zu lokalisieren und deren Pixelkoordinaten zu bestimmen. Die natürliche Oberflächenstruktur der untersuchten Proben lieferte den dazu notwendigen Kontrast. Aus den Verschiebungsfeldern mehrerer chronologischer Einzelaufnahmen konnte die lokale

Dehnung innerhalb eines definierten Messbereichs ROI (engl. *region of interest*) ermittelt werden. Durch diese schrittweise Analyse ist es möglich, auch große lokale Dehnungen zu bestimmen. Die Genauigkeit der Dehnungsmessung steht dabei im direkten Zusammenhang mit der Auflösung der Bilder. Die Auflösung hängt vom Sichtbereich, der Abtastrate und der Raster-schrittweite des REMs ab und ist daher skalierbar. Das verwendete MATLAB Tool „Ncorr v1.2“ ist ein Open Source 2D-DIC-Programm, welches über eine grafische Benutzeroberfläche GUI (engl. *graphical user interface*) bedient wird (Berechnungsalgorithmen sind in [241] erklärt). Die Bildkorrelation bestimmt den direkten Abstand zwischen Messmarken und erfasst damit die technische Dehnung bezogen auf den Anfangsabstand der Messmarken. Die Autoren HARILAL und RAMJI [242] bewerten Ncorr als verlässliches DIC-Programm in ihrem Vergleich mit der kommerziell erhältlichen Software „Vic 2D“ (Fa. *Correlated Solutions*).

Ncorr erlaubt den Export eines Datensatzes, der die Verschiebung und technische Dehnung zu jeder Pixelkoordinate des analysierten Bildes im ROI enthält. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist MATLAB dazu verwendet worden, den Umformgrad und Umformgeschwindigkeit in drei Raumrichtungen aus diesem Datensatz zu bestimmen und mit der Originalaufnahme zu überlagern. Auf diese Weise ist auch die Ausgabe und Analyse von frei wählbaren Linienschnitten möglich. Die Dehnungsanalyse der REM *in situ* Zugversuche erlaubt es, lokale Verformungs- und Schädigungsphänomene für die Modellbildung zu assoziieren.

Quantitative Porenanalyse

Der lokale PVA der bis zum Bruch beanspruchten Mikrozugproben wurde über den Flächenanteil der sichtbaren Poren (erscheinen dunkel) in einem Flachscliff (parallel zur Blechebene) bestimmt. Es ist wichtig anzumerken, dass die im Folgenden beschriebene Analyse an Mikrozugproben welche ohne Unterbrechungen umgeformt worden gemacht wurden. D. h., dass die in **Abbildung 31b** gezeigte Relaxation hier nicht zum Tragen kommt. Dazu wurden hochauflösende REM-Aufnahmen des Flachscliffs aus der Blechprobenmitte analysiert (**Abbildung 32a**). Anfangs ist eine Analyse über eine Grauwertkorrelation angestrebt worden, jedoch zeigte sich, dass das stark variierende Erscheinungsbild und die unterschiedliche Morphologie der Poren zu Messungenauigkeiten im Vergleich zu manuell identifizierten Poren führten. Dies lag zumeist daran, dass die Poren einen größeren Flächenanteil einnehmen als über die Grauwerte eindeutig zu bestimmen ist. Zum Beispiel ist ein Großteil der Poren noch durch das auslösende Partikel (erscheint weiß in der REM-Aufnahme) abgedeckt. Weiterhin wird die Grauwertkorrelation durch den stark variiierenden Grauwert von kleinen Poren oder Poren erschwert, welche nicht mittig oder nur am Rande ihres ursprünglichen Volumens im Schnitt erkennbar sind. Dadurch lassen sich die Grauwerte von „helleren“ Poren kaum von den Grauwerten der Matrix unterscheiden.

Zuletzt führten vor allem Abschattungs-, Kantenkontrast- und Aufladungseffekte dazu, dass auch Algorithmen der Grauwertkorrelation, welche die Morphologie von Partikeln dazu

nutzen diese zuzuordnen, keine eindeutige Trefferquote erzielen. Größere Partikel werfen einen Schatten auf die Matrix, welcher als Pore verwechselt werden kann. Eine hohe Intensität an den Porenrändern führt zur Verwechslung mit Partikeln der zweiten Phase. Aus den genannten Gründen ist für die exakte Bestimmung des Porenflächenanteils (PFA) die manuelle Markierung von Poren in den REM-Aufnahmen durchgeführt worden (**Abbildung 32b**).

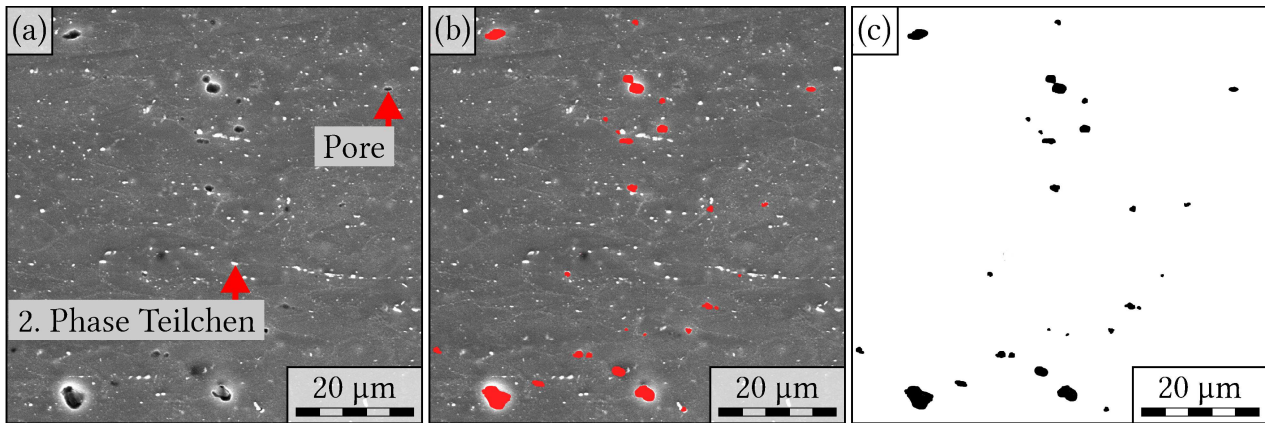


Abbildung 32: Beispiel einer rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme einer bis zum Bruch beanspruchter AZ31-Zugprobe (a), anhand welcher die Markierungen der Poren (b) zu einen binären Datensatz (c) verarbeitet wurden

Zur Bestimmung des lokalen PFA bedarf es der Festlegung von Bezugsflächen, für die jeweils der Anteil an Poren errechnet wird. In **Abbildung 33** ist dazu ein Berechnungsbeispiel der in **Abbildung 32** gezeigten REM-Aufnahme dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich flachere Gradienten im Konturplot mit größerer Bezugsfläche ergeben und mit kleinerer Bezugsfläche die lokalen Maximalwerte steigen. Auf diese Weise ist die Korrelation zwischen lokaler Dehnung und lokalem PFA quantitativ nicht möglich, da der relative Größeneffekt der Bezugsflächen die Absolutwerte des PFA stark beeinflusst.

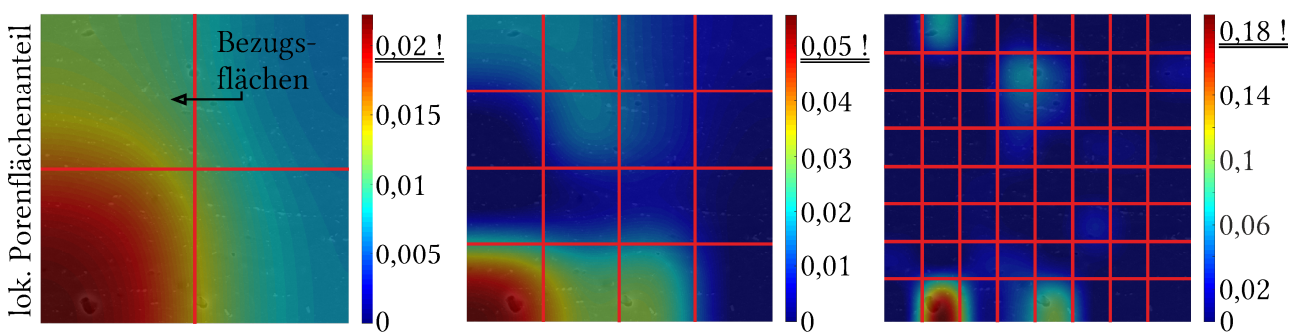


Abbildung 33: Konturdiagramme zur Darstellung des lokalen Porenflächenanteils in Abhängigkeit der Größe der Bezugsflächen; je kleiner die Bezugsfläche, desto höher ist der lokale Porenflächenanteil

Um das Konzept des lokalen PVA umsetzen zu können ist daher eine Methodik nach PRAHL [202] angewandt worden. Sie beinhaltet die Zerlegung des Messbereichs in sog. VORONOI-

Mosaik [243]. Die Grenzen einzelner VORONOI-Zellen befinden sich stets mittig zwischen zwei benachbarten geometrischen Porenschwerpunkten. Sie bilden die Bezugsfläche, in dem der lokale PFA bestimmt wird (siehe **Abbildung 34a/b**). Die Auswertung der ermittelten binären Datensätze mittels VORONOI-Zerlegung und die Ausgabe der lokalen PFA ist mithilfe eines entwickelten MATLAB Skripts durchgeführt worden. Für die Ermittlung der Parameter f_0 , f_c , f_f des GTN-Modells (siehe **Kapitel 2.3.4**, S. 43) sowie der lokalen Dehnung zu Beginn der Koaleszenz $\varepsilon_c(x)$ und der lokalen Dehnung am Bruch ε_f sind 20 Linienschnitte über die Bruchflächenbreite parallel zur Beanspruchungsachse ausgelesen worden. Durch die Berechnung von Mittelwertkurven konnte ein statistisch repräsentativ ermittelter lokaler PFA mit der lokalen Dehnung (vgl. **Abbildung 34b/c**) entsprechend [219], korreliert werden.

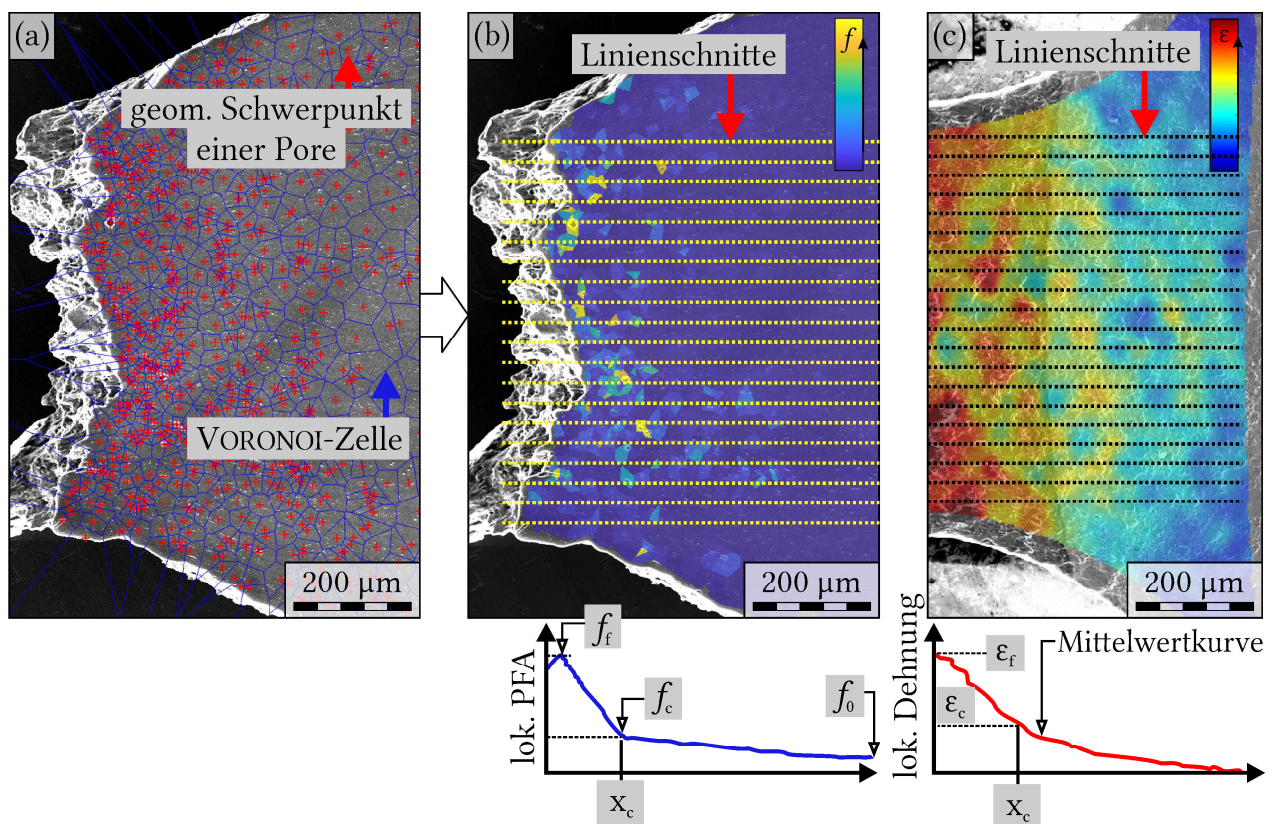


Abbildung 34: VORONOI-Zerlegungsverfahren zur Berechnung des lokalen PFA (a); Darstellung des lokalen PFA eines Probenquerschnitts, sowie die Mittelwertkurve aus 20 Linienschnitten (b); Beispiel einer *in situ* DIC-Dehnungsanalyse zur Korrelation mit dem lokalen PFA (c)

Als weiterer Materialparameter des GTN-Modells, ist der Flächenanteil der porenherbeiführenden Teilchen zweiter Phase f_N bestimmt worden. Analog der beschriebenen Methodik zu **Abbildung 32** wurde der Flächenanteil der Partikel mit hellem Kontrast an einer unbelasteten Probe des UWS bestimmt.

5.3 Verfahren der ebenen Blechprüfung

In der vorliegenden Arbeit betrifft die ebene Blechprüfung solche Prüfverfahren, bei denen die Beanspruchungsrichtung stets in der Blechebene liegt (einachsig und biaxial) und es keinen Einfluss der Reibung durch Relativbewegungen zum Umformwerkzeug gibt. Mittels optischer Dehnungsmessung konnte das Blechumformverhalten lokal aufgelöst werden und für die Modellbildung mit anisotropen Verfestigungsverhalten verwendet werden. Zur Kalibrierung des Modells wurden mittels neuentwickelter Kreuzprobegeometrie bei 150 °C, 250 °C und 350 °C definierte Dehnungszustände eingestellt.

5.3.1 Aufbau der biaxialen Prüfapparatur

Mit der biaxialen Prüfapparatur „BTA-840“ der Fa. *BÄHR Thermoanalyse GmbH* verfügt das Institut für Metallformung der TU Bergakademie Freiberg über eine Prototypenmaschine zur Ermittlung von Werkstoffkennwerten unter komplexen Dehnungszuständen. Sie ist mit vier hydraulischen Vorschubzylindern ausgestattet, die im rechten Winkel in einer Ebene zueinander ausgerichtet sind und paarweise angesteuert werden können (**Abbildung 35a**). Über Befestigungsschrauben können Blechproben an die krafteinleitenden Werkzeuge geklemmt werden. Eine zeitinkrementelle Tabellensteuerung ermöglicht die kraft- oder weggesteuerte Programmierung der Achsen mit einem maximalen Verfahrweg von 14 mm vor und zurück. Die Möglichkeit der Prüfung unter Schutzgasatmosphäre wurde nicht genutzt.

Die Methode der optischen Dehnungsmessung ist ein wichtiger Bestandteil dieser Prüfung (**Abbildung 35b**). Eine Digitalkamera der Modellreihe „Lumix FZ1000“ der Fa. *Panasonic* wurde an einem Aluminiumprofilrahmen über der Probe montiert. Dabei wurde die Mittelachse des Objektivs senkrecht über dem Probenmittelpunkt (Kreuzungspunkt der Achsen) ausgerichtet. Für eine optimale Ausleuchtung der Proben sind LED-Leuchtröhren mit diffuser Lichtblende außerhalb des Reflexionswinkels (von Probe zu Objektiv) ebenfalls am Aluminiumprofilrahmen befestigt worden. Analog der *in situ* Zugprüfung, steht auch hier die Genauigkeit der Dehnungsmessung im direkten Zusammenhang mit der Qualität der Aufnahmen. Eine effektive Ausleuchtung lässt Kameraeinstellungen mit niedrigem ISO-Wert (weniger Bildpunktrauschen), kleiner Blende (mehr Tiefenschärfe) und kurzer Belichtungszeit (weniger Bewegungsunschärfe) für die hochaufgelösten Aufnahmen zu. Das Zoom und das Bildformat wurde in Abhängigkeit der Probenbreite eingestellt. Die zweidimensionale Dehnungsanalyse setzt voraus, dass der Messfehler durch die Blechdickenreduzierung vernachlässigbar ist.

Zur definierten Erwärmung der Blechproben ist im Bereich des Kreuzungspunktes eine kühlwasserdurchflossene Induktionsspule angebracht. Sie gewährleistet die Einhaltung genauer Zeit-Temperatur-Verläufe in Kombination mit den definierten biaxialen Beanspruchungen. Die maximale Aufheizrate beträgt 20 K/s. Als Teil der Entwicklungsarbeit neuartiger Kreuzproben ist der Aufbau der Induktionsspule modifiziert worden. Eine exakte Zentrierung,

sowie ein konstanter Windungsabstand haben die Leistungsdichte der Spule und eine homogenere Temperaturverteilung in der Probe zur Folge (siehe Fotos im Anhang, **PS-39**). Mittels der Wärmebildkamera „VarioCAM“ der Fa. *JenaOptik* ist die Temperaturverteilung gemessen worden.

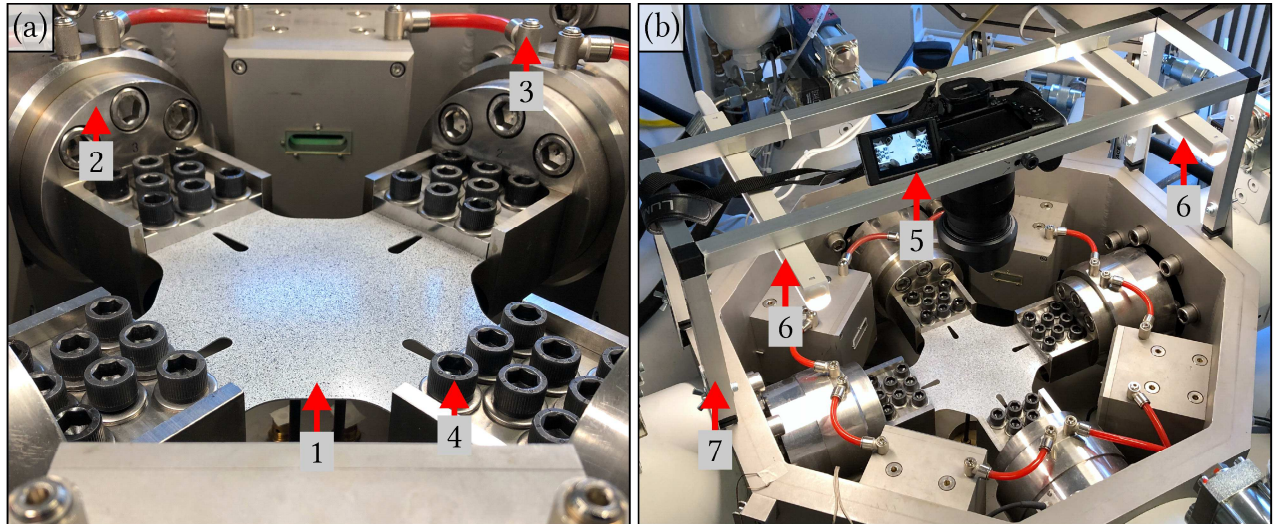


Abbildung 35: Aufbau der biaxialen Prüfapparatur BTA-840: (1) neuentwickelte Kreuzprobe, (2) hydraulischer Vorschubzylinder, (3) Werkzeugkühlung, (4) Probenbefestigungsschrauben, (5) Digitalkamera für die optische Dehnungsmessung, (6) diffuse Beleuchtungsröhren, (7) Aluminiumprofilrahmen für die Kamera und Beleuchtung

5.3.2 Prüfprinzip und Versuchsdurchführung

Neben den Kraft-Weg-Daten der Prüfapparatur sind mithilfe der Dehnungsmessung Linienschnitte und die Umformgradverteilungen zur Modellvalidierung herangezogen worden. Weil der Aufbau der BTA-840 Versuche von RT bis 350 °C und eine gleichzeitige optische Dehnungsmessung ermöglichte, wurden zudem einachsige Flachzugversuche zur Parametrisierung des Anisotropiemodells durchgeführt.

Kameraeinstellung und –kalibrierung

Die zweidimensionale Dehnungsanalyse wurde mittels einzelner Kameraaufnahmen und neu entwickelter MATLAB Skripte umgesetzt. Die in **Tabelle 7** aufgeführten Kameraeinstellungen lieferten jeweils für die einachsigen Flachzugversuche und Kreuzzugversuche hochaufgelöste Aufnahmen. Die Position der Kamera und der Proben blieb konstant für die gesamte Versuchsdurchführung. Mit einer einzelnen Kamera entfällt zwar die stereoskopische Rekonstruktion, die für die dreidimensionale Dehnungsmessung mit mehreren Kameras notwendig wäre, dennoch muss die objektivbedingte Krümmung in den Einzelaufnahmen korrigiert werden. Dies ist mithilfe des MATLAB Tools „Camera Calibrator“ umgesetzt worden, indem Aufnahmen

einer Kalibrierschablone an mehreren Positionen im Messbereich zur Berechnung einer Entzerrungsmatrix herangezogen wurden (**Abbildung 36a**).

Tabelle 7: Kameraeinstellungen für die hochaufgelöste Dehnungsmessung mittels DIC

Versuch	Format (Pixel)	Zoom	Pixelgröße	ISO-Wert	Blende	Belichtungszeit
Kreuzzugversuch	2880×2880 (1:1)	80 mm	40 μm	125	5,6	1/160 s
einachs. Flachzugvers.	3840×2160 (16:9)	140 mm	23,6 μm	125	5,6	1/160 s

Der Aufbau der Kalibrierschablone ist vom MATLAB Tool vorgegeben, jedoch können die Abmessungen an die benötigte Bildgröße angepasst werden. Für die Kalibrierung der Kreuzzug- und einachsigen Zugversuche ist jeweils eine Kalibrierschablone erstellt und mithilfe eines Digitalmikroskops exakt vermessen worden. Das eingesetzte Digitalmikroskop ist von der Modellreihe „VHX-7000“ der Fa. *Keyence*. In **Abbildung 36b** ist ein Ausschnitt der GUI aufgezeigt, womit die berechnete Entzerrungsmatrix aus mindestens 20 Einzelaufnahmen kontrolliert wurde. Nachdem im Camera Calibrator die exakten Maße der Kalibrierschablone eingestellt worden sind, ist diese Kalibrierdatei dauerhaft abgespeichert worden.

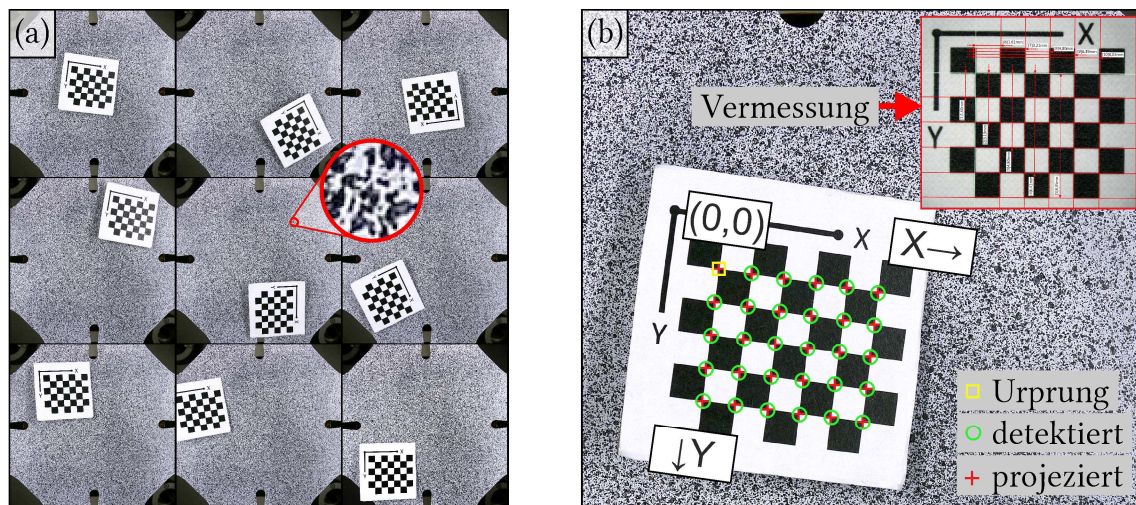


Abbildung 36: Aufnahmen der Kalibrierschablone direkt auf der Probenoberfläche (a); das MATLAB Tool „Camera Calibrator“ detektiert die Koordinaten der Kreuzungspunkte und des Ursprungs; die Koordinaten anhand der berechneten Entzerrungsmatrix werden wieder auf die Aufnahme projiziert (b)

Die in **Kapitel 5.2.4** (S. 70) aufgezeigte digitale Bildkorrelation mittels Ncorr ist auch hier für die lokale Dehnungsanalyse eingesetzt worden. Zur Erzeugung eines stochastischen Speckle-Patterns sind die Probenoberflächen mit einem bis zu 600 °C hitzebeständigen Lack in weiß matt und schwarz matt besprüht worden. Da das natürliche Erscheinungsbild des warmgewalzten UWS bereits viele unterschiedliche Kontraste auf der Blechoberfläche bietet, genügte

ein spärlicher Auftrag des Lacks. Dies geschah händisch, wobei die Speckle mittels einer Bürste erzeugt wurden (nicht direkt besprüht). Für die Dehnungsanalyse mittels DIC stehen somit $\varnothing 100\text{--}200\text{ }\mu\text{m}$ große Speckle zur Verfügung. Die eindeutige Identifizierung eines Koordinatenpunktes setzt eine Fläche mit 2–3 Speckle voraus. In Kombination mit den hochauflösten Kameraaufnahmen ist demzufolge eine Dehnungsanalyse mit einer lokalen Auflösung von $0,1\text{--}0,5\text{ mm}$ umgesetzt worden. Die verwendeten DIC-Einstellungen liefern für die vorliegenden Ergebnisse eine Messwertstreuung von nur $\varphi \pm 0,001$.

Synchronisierte Bildaufnahme

Während der Versuche sind die Kameraaufnahmen (Videos mit einer Aufnahmefrequenz von 25 Hz) manuell gestartet worden. Durch den manuellen Aufnahmestart fehlt eine verlässliche Synchronisation mit dem programmierten Versuchsablauf der Prüfapparatur. Daher erfolgte die Synchronisation *ex situ*, indem jede Bildsequenz der aufgenommenen Videos analysiert worden ist. Innerhalb einer definierten ROI wurde der Korrelationskoeffizient aller Grauwerte jeder Bildsequenz im Vergleich mit einer Referenzsequenz (erstes Bild) und der jeweils vorhergehenden Sequenz ermittelt und in einem Diagramm dargestellt. Wie in **Abbildung 37a** schematisch dargelegt, ist die Verschiebung am Rand der Bildsequenzen während des einachsigen oder biaxialen Zugversuchs am größten und eignet sich daher dafür, die Bildsequenz zu identifizieren, die den Versuchsstart darstellt.

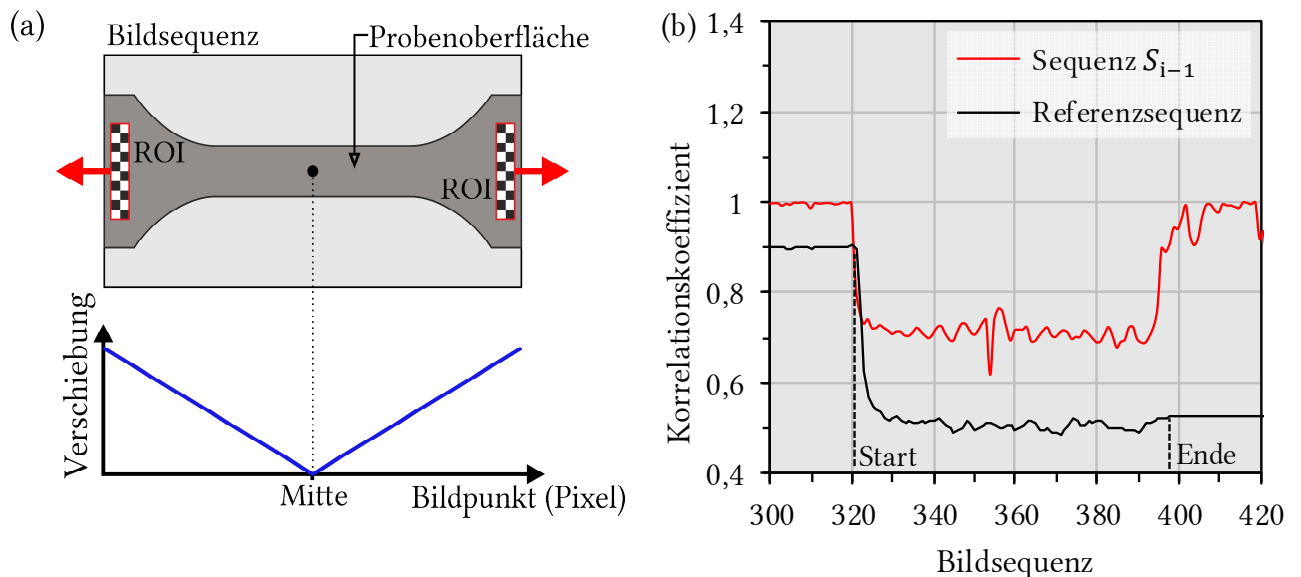


Abbildung 37: Schematische Darstellung der ROI des MATLAB Skripts zur Identifikation des Versuchsstarts (a); anhand des charakteristischen Verlaufs des Korrelationskoeffizienten ist die Zuordnung der Startsequenz jedes Videos eindeutig möglich (b)

Da sich die Grauwerte in der ROI mit der Umformung der Probe schlagartig ändern (Verschiebung der Probenoberfläche im Bildausschnitt), knickt auch der Verlauf der Korrelationskoeffizienten sprunghaft ab. Im Beispiel aus **Abbildung 37b** wäre die 320ste Bildsequenz des Videos

tatsächlich die mit der Programmierung der Prüfapparatur synchronisierte Startsequenz. Sobald die Startsequenz eines Versuchs bekannt ist, können die darauffolgenden Bildsequenzen mittels MATLAB extrahiert werden. An dieser Stelle kommt die zuvor abgespeicherte Kalibrierdatei zum Einsatz. Bevor die Bildsequenzen für die DIC-Analyse bereitgestellt werden konnten, wurde die darin enthaltene Objektivkrümmung mit der Entzerrungsmatrix aus der Kalibrierdatei digital entzerrt.

Einachsige Flachzugversuche

Mit dem Ziel, die senkrechte Anisotropie (LANKFORD-Parameter), mittlere senkrechte Anisotropie r_m und ebene Anisotropie Δr (Gl. 45–Gl. 47) mittels DIC-Analyse in Abhängigkeit des lokalen Umformgrads zu bestimmen, wurden Flachzugversuche in der BTA-840 durchgeführt. Dazu wurden dem UWS, entsprechend der Geometrievorgaben aus der DIN EN ISO 6892, Zugproben in 0°-, 45°- und 90°-WR entnommen (siehe **Abbildung 38**). Die Flachzugversuche wurden bei RT, 150 °C, 250 °C und 350 °C durchgeführt, und die Vorschubgeschwindigkeit der Hydraulikzylinder zwischen 0,2 mm/s, 5 mm/s und 20 mm/s variiert.

$$r_\theta = \frac{\varphi_b}{\varphi_s} \quad \theta - \text{Probenentnahmerichtung relativ zur WR} \quad \text{Gl. 45}$$

$$r_m = \frac{r_0 + 2r_{45} + r_{90}}{4} \quad \text{Gl. 46}$$

$$\Delta r = \frac{r_0 + r_{90} - 2r_{45}}{2} \quad \text{Gl. 47}$$

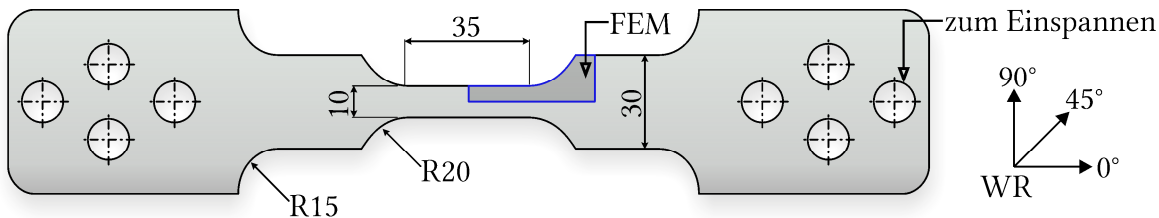


Abbildung 38: Probenabmessungen und -entnahmerichtungen für die Flachzugversuche; die Bohrungen sind zum Durchstecken der Befestigungsschrauben, damit die Probe zwischen zwei Werkzeugen flächig eingespannt wird (Kerbwirkung vermeiden)

Die logarithmische Blechdickenformänderung φ_s wurde über das Gesetz der Inkompressibilität und den logarithmischen Formänderungen in Längs- φ_l und Breitenrichtung φ_b bestimmt. Die LANKFORD-Parameter r_0 , r_{45} und r_{90} dienen der Identifikation der sechs HILL'48 Materialmodellparameter (siehe **Kapitel 2.3.3**, S. 33). In der vorliegenden Arbeit wird auf die Verwendung eines Ansatzes mit Zug-Druck-Asymmetrie verzichtet, weil

- bei Blechtiefziehoperationen keine biaxialen Druckspannung in der Blechebene zur sog. Aufdickung eines Blechs führen. Kommt es zu ebenen Druckspannungen, so bilden sich

lediglich Falten, welche durch die hohen Drücke in einer Presse makroskopisch zu einem größeren Blechquerschnitt vereint werden.

- die geringfügig auftretenden Druckspannungen des Spezialfalls von Biegeinnenradien nur ohne Niederhaltekräfte vorkommen und daher in der Modellierung vernachlässigt werden können.
- die Zug-Druck-Asymmetrie lediglich bis zu Umformgraden von 0,08 bisher im Schrifttum dargelegt worden ist [180–182].
- die Fertigungstoleranzen von Stauchproben in der Blechebene in Relation zum 1,0 mm dicken Blech zu groß sind und die Berechnung von Fließkurven mit einem großen Fehler behaftet wäre.
- auch für den Fall von präzise gefertigten Stauchproben aus der Blechebene, der Einfluss lokaler Gefügeanomalien im Verhältnis zu groß wäre.
- die Autoren CHANDOLA et al. [181] aufzeigen, dass eine Fließortmodellierung des ersten, zweiten und vierten Quadranten mithilfe HILL'48 zu sehr akkuraten Ergebnissen führt.

Die sechs Parameter F , G , H , L , M und N des orthotropen Anisotropiemodells HILL'48 sind wie folgt berechnet worden (nach [10]):

$$F = \frac{r_0}{r_{90}(1 + r_0)} \quad \text{Gl. 48}$$

$$G = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1 - r_0}{1 + r_0} \right) \quad \text{Gl. 49}$$

$$H = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{r_0 - 1}{1 + r_0} \right) \quad \text{Gl. 50}$$

$$L = M = \frac{3}{2} \quad \text{Gl. 51}$$

$$N = \frac{3}{2} \left(\frac{(1 + 2r_{45})(r_0 + r_{90})}{3r_{90}(1 + r_0)} \right) \quad \text{Gl. 52}$$

Sind die LANKFORD-Parameter r_0 , r_{45} und r_{90} als Funktion des Umformgrads bekannt, so können die HILL'48 Materialparameter ebenfalls als Funktion des Umformgrads in der FEM-Simulation eingesetzt werden (siehe Anhang **PS-40**). Auf diese Weise kann die anisotrope Verfestigung des UWS numerisch abgebildet werden. Über eine „Rückwärts“-Analyse-Methode im Post-Processing der DIC-Analyse (siehe S. 81) wurden die LANKFORD-Parameter exakt in dem Einschnürbereich der Flachzugversuche ermittelt. Dadurch stehen dem Modell Materialparameter zur Verfügung, die weit über den Bereich der Gleichmaßdehnung hinaus gültig sind und nicht durch eine Verfälschung der lokalisierten Dehnung (Einschnürung) betroffen sind.

Kreuzzugversuche

Die biaxiale Prüfung stellt eine Möglichkeit dar, den Werkstofffluss bei der Blechumformung in zwei der drei Raumrichtungen definiert zu beeinflussen. Auf Grundlage der Entwicklungsarbeit einer optimalen Probengeometrie mit möglichst homogener Dehnungs- und Temperaturverteilung sind für die Kreuzzugversuche Proben mit der in **Abbildung 39** dargestellten Geometrie eingesetzt worden. In **Kapitel 6.5.2** (S. 141) ist die Funktionalität der einzelnen geometrischen Merkmale, wie bspw. die Aussparung, anhand FEM-Simulationen erklärt. Das lokale Koordinatensystem entspricht der maschineninternen Bezeichnung der Vorschubachsen, wobei die WR stets parallel zur y -Achse ausgerichtet wurde.

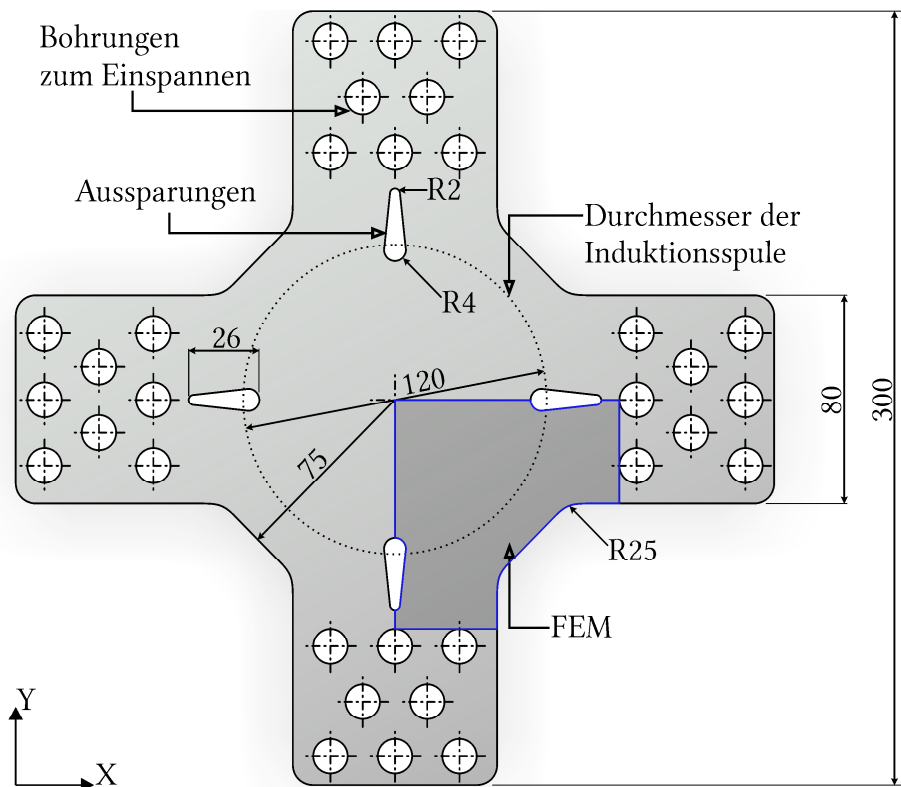


Abbildung 39: Abmessungen der neuentwickelten Kreuzzugproben; die Bohrungen sind zum Durchstecken der Befestigungsschrauben, damit die Probe zwischen zwei Werkzeugen flächig eingespannt wird (Kerbwirkung vermeiden)

Aus den Ergebnissen des Flachzugversuchs ist das anisotrope Fließverhalten des Matrixwerkstoffs bekannt, es kann jedoch nur begrenzt Aussage zur Schädigungsentwicklung getroffen werden. Bei der Modellvorstellung des im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzten GTN-Modells ist die Evolutionsgleichung des PVA direkt vom Spannungszustand abhängig (siehe **Kapitel 2.3.4**, S. 43). Über die paarweise programmierbaren Vorschubzylinder der BTA-840 wurden Dehnungszustände des Streckziehens, der ebenen Dehnung und des einachsigen Zugs umgesetzt. D. h., dass die Vorschubgeschwindigkeit der y -Achse stets mit 1 mm/s positive

Umformgrade erzielt. Für das Streckziehen verfährt die x -Achse mit derselben Geschwindigkeit, für die ebene Dehnung bleibt die x -Achse stehen und für den einachsigen Zug verfährt die x -Achse mit $-0,5 \text{ mm/s}$.

Post-Processing der DIC-Analyse

Weil das MATLAB Tool Ncorr sowohl die Parameter der DIC-Analyse als auch die Bildsequenzen und die Ergebnisse in Form von Matrizen ablegt, wurde ein MATLAB Skript zur halb-automatischen Datenauswertung entwickelt. Für den Fall eines Flachzugversuchs, stellt das Skript die Besonderheit dar, dass der Benutzer mittels einer GUI den Bereich der lokalisierten Dehnung in der Bildsequenz mit maximalem Umformgrad markieren kann und anschließend die automatische Auswertung eines definierten Analyserasters erfolgt. Wie in **Abbildung 40** gezeigt, ist die LAGRANGE'sche Darstellungsweise gewählt worden, anhand welcher der Benutzer die Auswahl für die „Rückwärts“-Analysemethode treffen kann.

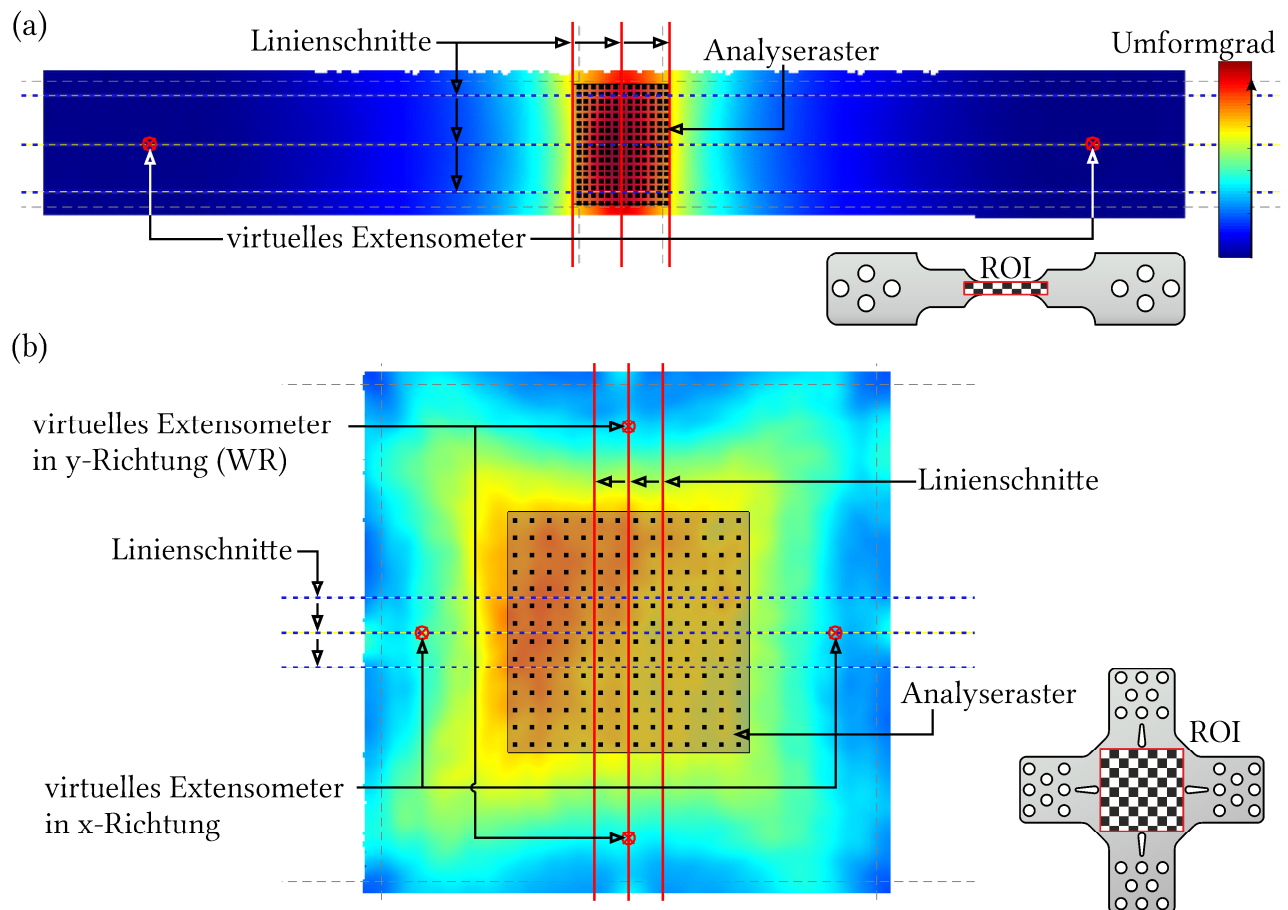


Abbildung 40: GUI, in welcher per Mausklick der Bereich der lokalisierten Dehnung (a) oder die Probenmitte (b) vom Benutzer markiert werden kann; es folgt die automatische Platzierung des Analyserasters, der Linienchnitte, des virtuellen Extensometers und die Ausgabe der Ergebnisse in Form von Diagrammen und Tabellen

Bei Kreuzzugversuchen kann der Benutzer das Zentrum markieren, bevor die Datenauswertung analog zum Flachzugversuch beginnt (**Abbildung 40a**). Zudem bieten beide Skripte die Auswertung von drei Linienschnitten jeweils längs und quer zur Beanspruchungsachse. Ein virtuelles Extensometer ermöglicht die Ermittlung des Achsenverschubs und einer gemittelten Umformgeschwindigkeit. Der Vorteil ist, dass die mittlere Dehnung im Messbereich ermittelt werden kann und damit der Einfluss des Materialflusses aus dem Einspannbereich entfällt.

Da das Zoom der entzerrten Bildsequenzen konstant gehalten wurde, konnte anhand der Bildpunkte der DIC-Analyse ein konstanter Maßstab für das Post-Processing definiert werden. Der direkte Vergleich mit der FEM-Simulation ist damit gewährleistet, weil jeder Messwert der experimentellen Simulation den Koordinaten in der numerischen Simulation direkt zugeordnet werden kann. Für die Flachzugversuche hatte das Analyseraster eine Größe von $6 \times 7,5$ mm. Innerhalb des Analyserasters wurde der Dehnungspfad für 221 Messpunkte (13×17 Zeilen) aufgezeichnet. Für die Ermittlung der LANKFORD-Parameter ist der Umformgrad in Breitenrichtung φ_b und in Dickenrichtung φ_s über alle Messpunkte gemittelt worden und wurde dann entsprechend Gl. 45 für jede Bildsequenz berechnet. Die Ankerpunkte des virtuellen Extensometers haben einen Abstand von 30 mm zueinander. Die Linienschnitte sind genau wie das Analyseraster durch die Eingabe in der GUI am Mittelpunkt der Flachzugprobe ausgerichtet und haben einen Abstand von 3 mm zueinander.

Das Analyseraster der Kreuzzugversuche hatte eine Größe von 30×30 mm in welchem die Umformgradverteilung mit einer Standardabweichung von $\varphi \pm 0,015$ nahezu konstant war. Es folgte die Ermittlung des Dehnungspfads der 196 Messpunkte. Die definierten biaxialen Dehnungspfade machten die Ermittlung des LANKFORD-Parameters redundant, denn die Werkstoffflussrichtung wird von der Prüfapparatur vorgegeben und stellt kein natürliches Umformverhalten des Blechs dar. Die Ankerpunkte der virtuellen Extensometer in x - und y -Richtung hatten einen Abstand von 80 mm und die Linienschnitte einen Abstand von 6,5 mm.

5.4 Tiefungsversuche

Mithilfe der Grenzformänderungsanalyse werden die maximalen Umformgrade unter definierten Belastungszuständen der Blechumformung bestimmt. In der vorliegenden Arbeit dienten sie der Validierung des entwickelten Materialmodells. Dabei richtete sich die Durchführung der NAKAJIMA Tiefungsversuche nach den Leitlinien der DIN EN ISO 12004. Es wurden Blechproben in der Blechumformprüfmaschine „BUP-600“ der Fa. *Roell* bis zum Versagen umgeformt. Definierte Dehnungszustände konnten durch das Tiefziehen fünf unterschiedlich taillierter Blechproben (**Abbildung 41a**) mit einem halbkugelförmigen Stempel erreicht werden. Zur Ermittlung der Umformgrade ist die Prüfmaschine mit einem optischen Messsystem der Fa. *Vialux* und der Auswertesoftware „AutoGrid“ ausgestattet.

Die Prüfmaschine wurde vor jedem Versuch mit einem temperierten Streckziehwerkzeug inklusive Blechprobe bestückt (**Abbildung 41b**). Das Streckziehwerkzeug besteht aus Stempel, Werkzeughalter, Niederhalter und Ziehring. Der Stempel hat einen Durchmesser von $\varnothing 60$ mm und wird über einen Bajonettverschluss und eine Zentriernadel an dem Vorschubzylinder der Prüfmaschine befestigt. Zur Reibungsminderung ist die Stempeloberfläche poliert. Weiterhin sind die Blechproben an ihrer Unterseite mit einer selbsthaftenden Polytetrafluorethylen-Folie (PTFE, Dicke 0,15 mm) versehen worden. Die Blechproben wurden mittig in das Werkzeug eingelegt und mit einer Niederhaltekraft von 200 kN beaufschlagt. Die Sperrsicke ($\varnothing 100$ mm), die sich durch die Niederhaltekraft in die Blechprobe drückt, sorgt dafür, dass während der Tiefung kein Material aus den Randbereichen nachfließen kann.

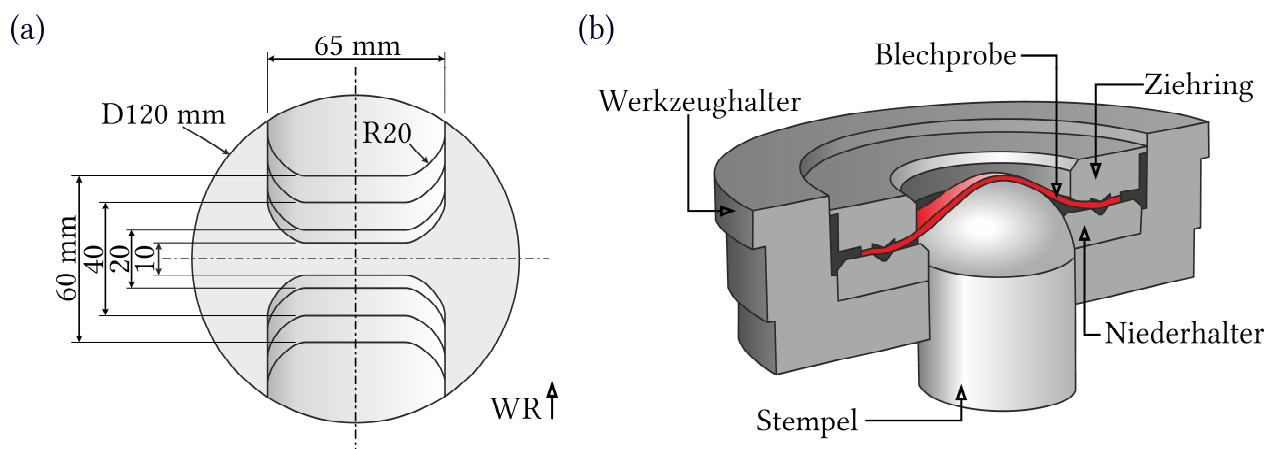


Abbildung 41: Abmessungen der fünf unterschiedlich taillierten Blechproben (a); Schnittansicht des Streckziehwerkzeugs mit umgeformter Blechprobe (b)

Die Blechproben wurden mit einer konstanten Stempelvorschubgeschwindigkeit von 1 mm/s und 10 mm/s in Kombination mit den Temperaturen 200 °C und 250 °C umgeformt. Über vier Kameras des optischen Messsystems wurden während des Versuchs 10 Bilder pro Sekunde aufgenommen. Zur anschließenden Berechnung der lokalen Umformgrade ist auf der Probenoberseite ein Linienraster mit 1 mm Linienabstand über ein indirektes Druckverfahren aufgebracht worden. Die Umformgrade in Haupt- und Nebenformänderungsrichtung wurden über das Linienschnittverfahren bestimmt (siehe **Abbildung 42**).

Dafür wurde die letzte Bildsequenz vor Eintreten des Risses verwendet. Die optische Dehnungsmessung basiert auf dem Verfahren der Photogrammetrie zur Bestimmung von Lage und Form eines Objektes über die Bildaufnahme aus vier Perspektiven. Die lokalen Umformgrade werden mithilfe AutoGrid anhand der detektierten Rasterpunkte berechnet. Über das Gesetz der Volumenkonstanz wurden der Umformgrad in Dickenrichtung sowie der Vergleichsumformgrad ermittelt. Das Linienschnittverfahren erfordert drei parallel verlaufende Linienschnitte in Hauptformänderungsrichtung (**Abbildung 42a**). Ein solcher Linienschnitt,

wie in **Abbildung 42b** dargestellt, gibt die Haupt- bzw. Nebenformänderung über dem Querschnittsverlauf der Blechprobe entlang des Linienschnittes an und wurde zum direkten Vergleich mit der FEM-Simulation verwendet.

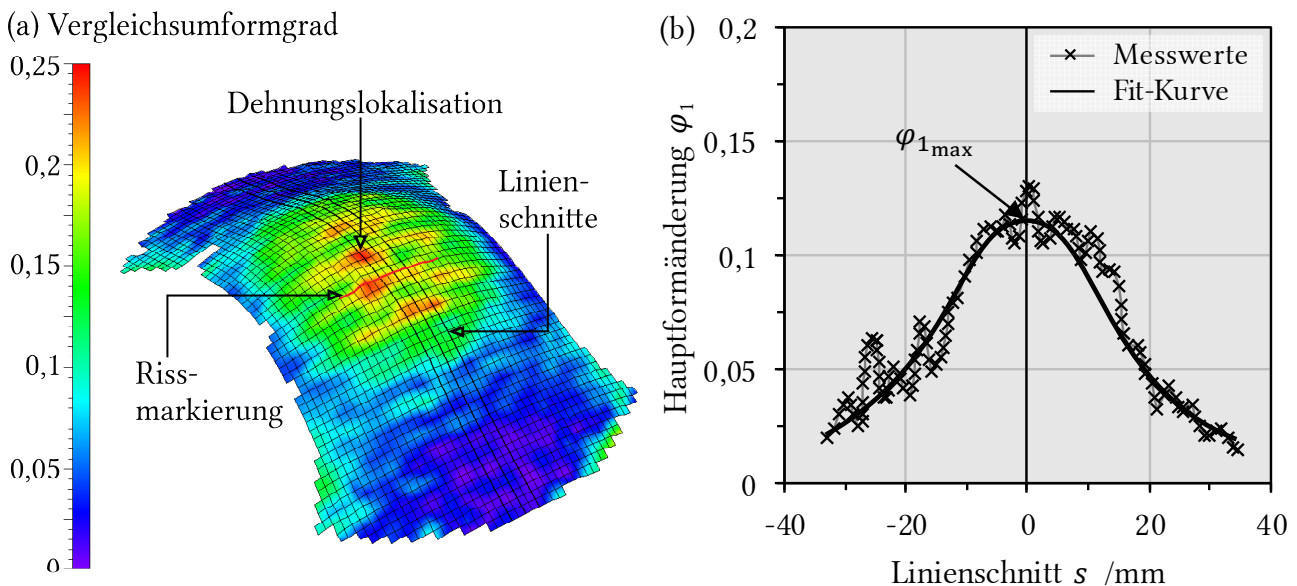


Abbildung 42: Falschfarbendarstellung des Vergleichsumformgrads einer tiefgezogenen Blechprobe unmittelbar vor der Rissbildung (a); Hauptformänderung gemessen entlang eines Linienschnittes (b)

5.5 Finite Elemente Methode

Zur Validierung der Modelle wurden Blechumformprozesse mittels 3D-FEM-Simulationen abgebildet. Die kommerziell erhältliche Software „simufact.forming v15.0“ (Fa. *Simufact Engineering GmbH*) ist ein Spezialprogramm für umformtechnische Anwendungen und bietet die für die vorliegende Arbeit erforderlichen Werkzeuge

- des direkten CAD-Modellimports. 3D-Körper im *.IGS-Format wurden über eine GUI direkt in volumetrische finite Elemente konvertiert. Dabei ist die Genauigkeit der Abbildung (für runde Oberflächen wichtig) individuell einstellbar.
- der automatischen Vernetzung von Modellkörpern. Die Art, Qualität und Auflösung der Vernetzung (Einteilung in finite Volumenelemente) haben einen entscheidenden Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse. In der vorliegenden Arbeit ist stets mit dem Vernetzertyp „Sheetmesh“ und Hexaederelementen (6 Seiten) gearbeitet worden, welcher eine konstante Anzahl an Elementen über die Blechdicke einstellt. Mithilfe von sog. Verfeinerungsboxen kann die Größe der Volumenelemente lokal über mehrere Stufen (Multiplikator) variiert werden, um genauere Lösungen in besonders Beanspruchten Bereichen zu erzielen.

- der Punktverfolgung mit lokalem Koordinatensystem. Durch die Definition einer Walzrichtung erhält jedes einzelne Element ein eigenes Koordinatensystem. Das ermöglicht die Zuteilung von lokalen richtungsabhängigen Eigenschaften, losgelöst von dem globalen Koordinatensystem. Zudem lassen sich vordefinierte Punkte, sog. Post-Partikel, während der Simulation verfolgen. Sie sind an die Translation und Rotation der Elemente gebunden, wodurch bspw. der Materialfluss oder Ergebnisgrößen in dem Punkt (Temperatur, Umformgrad, Spannungszustand, etc.) nachverfolgt werden können. Damit werden in der vorliegenden Arbeit die lokalen Messgrößen der numerischen und experimentellen Simulation gegenübergestellt.
- der elastisch-viskoplastischen Simulation. Die elastische Längenänderung wird über das vereinfachte HOOKE'sche Gesetz berechnet, wobei das Elastizitätsmodul linear temperaturabhängig angenommen wurde ($E = 40,2\text{--}27,5$ GPa für $\vartheta = \text{RT--}400$ °C). Weil damit keine Aussage über die elastische Dickenänderung gegeben ist, wurde zudem die Querkontraktionszahl 0,35 eingesetzt. Das plastische Fließverhalten kann über vordefinierte Fließmodelle oder über eine Subroutine eingebunden werden.
- der Einbindung von Subroutinen. Obwohl es vordefinierte Materialmodelle mit entsprechender GUI in `simufact.forming` gibt, ist es für wissenschaftliche Zwecke unerlässlich, benutzerdefinierte Modelle und Randbedingungen definieren zu können. In der vorliegenden Arbeit sind Fortran-Subroutinen dazu verwendet worden, den Fließkurvenansatz (`userfstress.f`), die Temperaturverteilung (`usinc.f`), die anisotrope Verfestigung in Kombination mit dem GTN-Modell (`ueloop.f`, `uanisyld.f`, `udamage_indicator.f`) und benutzerdefinierte Elementzustandsvariablen (`plotv.f`) zu definieren.
- der benutzerdefinierten Ergebniswerte. Während der Simulation kann im Post-Processing auf alle Post-Variablen (Ergebniswerte nach jedem Berechnungssinkrement) zugegriffen und in der Ergebnisdarstellung sowie Punktverfolgung ausgegeben werden. In einer GUI kann der Benutzer auch mehrere dieser Ergebniswerte über Fortran-Code verknüpfen.

Es wurden vier Experimente numerisch abgebildet, wobei sich der Aufbau der FEM-Simulation durch die in **Tabelle 8** aufgeführten Modelle und Definition der Randbedingungen unterscheiden hat. Die ganzheitliche Modellvalidierung (k_f , anisotrope Verfestigung und duktile Schädigung) erfolgte anhand der Warmzug-, Kreuzzug- und NAKAJIMA Tiefungsversuche.

In den vorliegenden Untersuchungen ist auf 2D-Simulationen verzichtet worden, weil `simufact.forming` z. B. die Punktverfolgung, Symmetrieebenen oder lokale Koordinatensysteme (WR) lediglich in 3D unterstützt. Dahingegen bietet `simufact.forming` die Möglichkeit, den Zeitaufwand mittels Parallelisierung und Domain-Zerlegung zu reduzieren. Erstere Funktion sorgt für die parallele Bewältigung des Rechenaufwands auf mehreren Kernen der zentralen

Verarbeitungseinheit CPU (engl. *central processing unit*). Da der Rechenaufwand in Abhängigkeit der Elementanzahl überproportional zunimmt, kann das Modell zudem über die Domain-Zerlegung in kleinere Modelle geteilt werden. In Summe ist die Rechenzeit kürzer als bei einer Lösung des Modells im Ganzen.

Tabelle 8: Modelle, Subroutinen und Randbedingen der durchgeführten numerischen Simulationen; die jeweilige Funktionsweise ist dem Ergebnisteil der vorliegenden Arbeit zu entnehmen

Versuch	Fließspannung	Temperatur	Anisotropie	Schädigung
Mikrozugproben	k_{fkomb}	konstant	isotrop	ohne
Flachzugversuch		def. Gradient	$r_{\theta}(\varphi)$	GTN
Entwickl. Kreuzprobe		def. Gradient	konst. r -Werte	ohne
Kreuzzugversuch		def. Gradient	$r_{\theta}(\varphi)$	GTN
NAKAJIMA Tiefungsv.		Temp.-Effekt	$r_{\theta}(\varphi)$	GTN

Mikrozugproben der REM *in situ* Prüfung

Das Ziel dieser FEM-Simulation war die Ermittlung des Verlaufs des Triaxialitätsfaktors η und Lodeparameters L im Messbereich der Proben. Sofern eine zweifach liniensymmetrische Probengeometrie vorlag, wurde lediglich ein Viertel abgebildet. Der Scherzugprobenkörper besitzt eine Punktsymmetrie und muss daher im Ganzen abgebildet werden (vgl. **Abbildung 38**, S. 78). Nach dem CAD-Import folgte die Vernetzung der jeweiligen Probenkörper (siehe **Abbildung 43**). Mithilfe von Verfeinerungsboxen konnte die Elementgröße im Messbereich auf 0,1 mm festgelegt werden. Über die 1,0 mm Blechdicke wurden 15 Elemente verteilt.

Die Traversengeschwindigkeit im Experiment betrug 5 $\mu\text{m/s}$. Diese niedrige Geschwindigkeit führte jedoch zu Instabilitäten im FEM-Solver. Daher wurde eine Traversengeschwindigkeit von 1 mm/s eingestellt. D. h., dass dieser numerischen Simulation nur der Verlauf des Triaxialitätsfaktors bzw. Lodeparameters zu entnehmen ist. Die Absolutwerte der Spannungen/Kräfte stellen keine reale Lösung dar. Der lokale Spannungszustand ist mithilfe von drei Post-Partikeln in der Blechebene nachverfolgt worden. Der Punkt P1 lag im geometrischen Zentrum des beanspruchten Bereichs. P2 und P3 lagen jeweils um 0,25 mm versetzt, einmal in Richtung der Beanspruchungsachse und einmal senkrecht zu ihr.

Weiterhin ist in dieser FEM-Simulation mit einer konstanten Temperaturverteilung und ohne Temperatureffekt (keine Umformwärme und kein Wärmeübergang) gerechnet worden. Diese Annahme ist möglich, weil die Proben im Experiment durch eine großflächige Heizplatte geregelt erwärmt wurden und sich in einem Hochvakuum befanden. Es kann davon ausgegangen werden, dass in dem Messbereich zu jedem Zeitpunkt nahezu konstante Temperaturen

herrschen, weil die niedrige Umformgeschwindigkeit keine beachtliche Umformwärme liefert und die Temperatur geregelt wird.

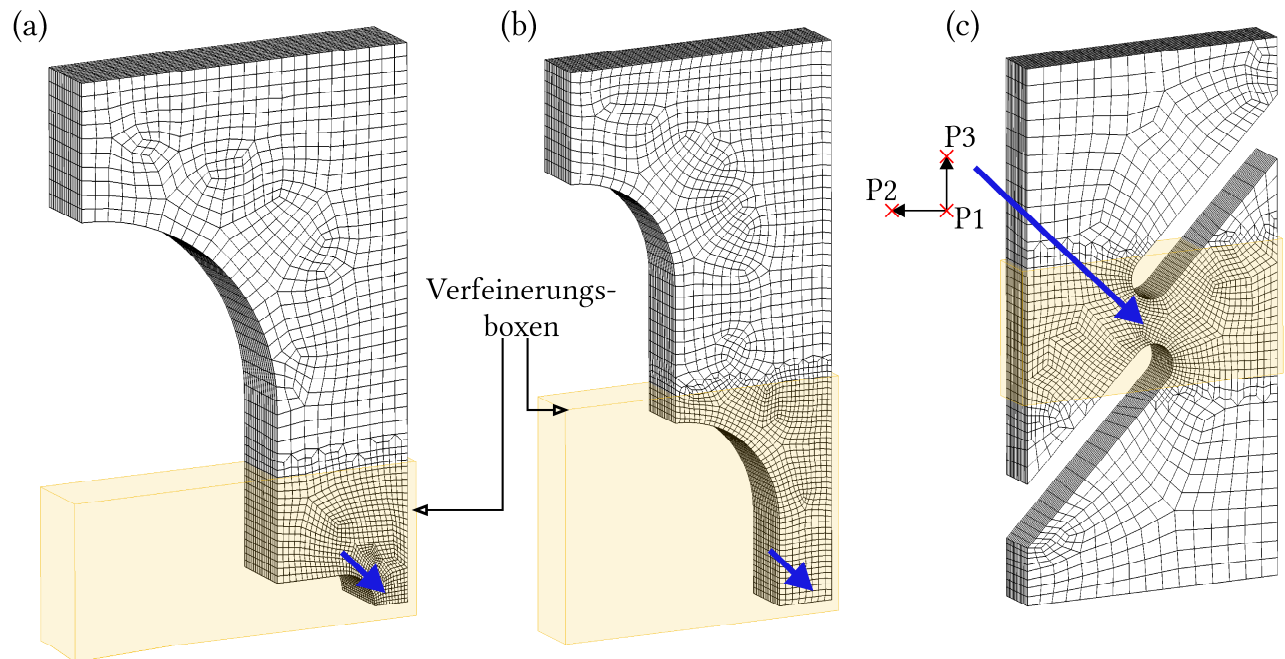


Abbildung 43: Vernetzung der FEM-Modelle für die *in situ* Zugprüfung mit gekerbtem Zugprobenkörper aus 21.030 Elementen (a), einachsigem Zugprobenkörper aus 20.985 Elementen (b) und Scherzugprobenkörper aus 25.215 Elementen (c); mittels Verfeinerungsboxen wurde die Vernetzung im Bereich der Beanspruchung verfeinert; der Verlauf des Spannungszustands wird über drei Post-Partikel (P1-P3) verfolgt

Es sei anzumerken, dass das Heizmodul im Experiment mittels zwei Wolframdrähten an die Probe geklemmt wird und durch die Reibung das Kraft-Weg-Signal beeinflusst (kein Vergleich mit der FEM möglich). Um den Einfluss der dynamischen Entfestigung auf den Verlauf des Spannungszustandes im Messbereich einschätzen zu können, sind die FEM-Simulationen mit Fließkurven bei 100 °C und 250 °C durchgeführt worden.

Einachsige Flachzugversuche

Die Flachzugversuche, welche in der Prüfapparatur BTA-840 von RT bis 350 °C durchgeführt wurden, boten die Möglichkeit, die lokale Dehnungsanalyse sowie Kraft-Weg-Kurven direkt mit der FEM-Simulation zu vergleichen. Aufgrund der zweifach liniensymmetrischen Geometrie wurde ein Viertel der Probengeometrie abgebildet (vgl. **Abbildung 39**, S. 80). Nach dem CAD-Import folgte die Vernetzung des Probenkörpers mit einer Elementgröße von 0,2 mm im Messbereich (**Abbildung 44a**). Aus Thermografief Aufnahmen ist der reale Temperaturverlauf während der Flachzugversuche bekannt gewesen. Im Experiment wurde die Regelung der Probenheizung (induktiv) über ein mittig angeschweißtes Thermoelement gesteuert. D. h., dass

die Temperatur sich bei globaler Betrachtung im Laufe des Flachzugversuches weder im Gradienten noch in seinen Koordinaten zeitlich verändert. Mithilfe der Subroutine `usinc.f` wurde jedem Knotenpunkt in Abhängigkeit seiner globalen z-Koordinate eine Temperatur zugewiesen (**Abbildung 44b**). Die Subroutine wird vor jeder Iteration für jeden Knoten erneut aufgerufen, damit der Temperaturgradient trotz gedehnter Elemente über den Verlauf der Zeit konstant bleibt. Dadurch stehen der Subroutine thermische Daten zur Berechnung der Fließspannung `user_fstress.f` zur Verfügung, ohne dass der Solver den Temperatureffekt berechnen muss (**Abbildung 44c**).

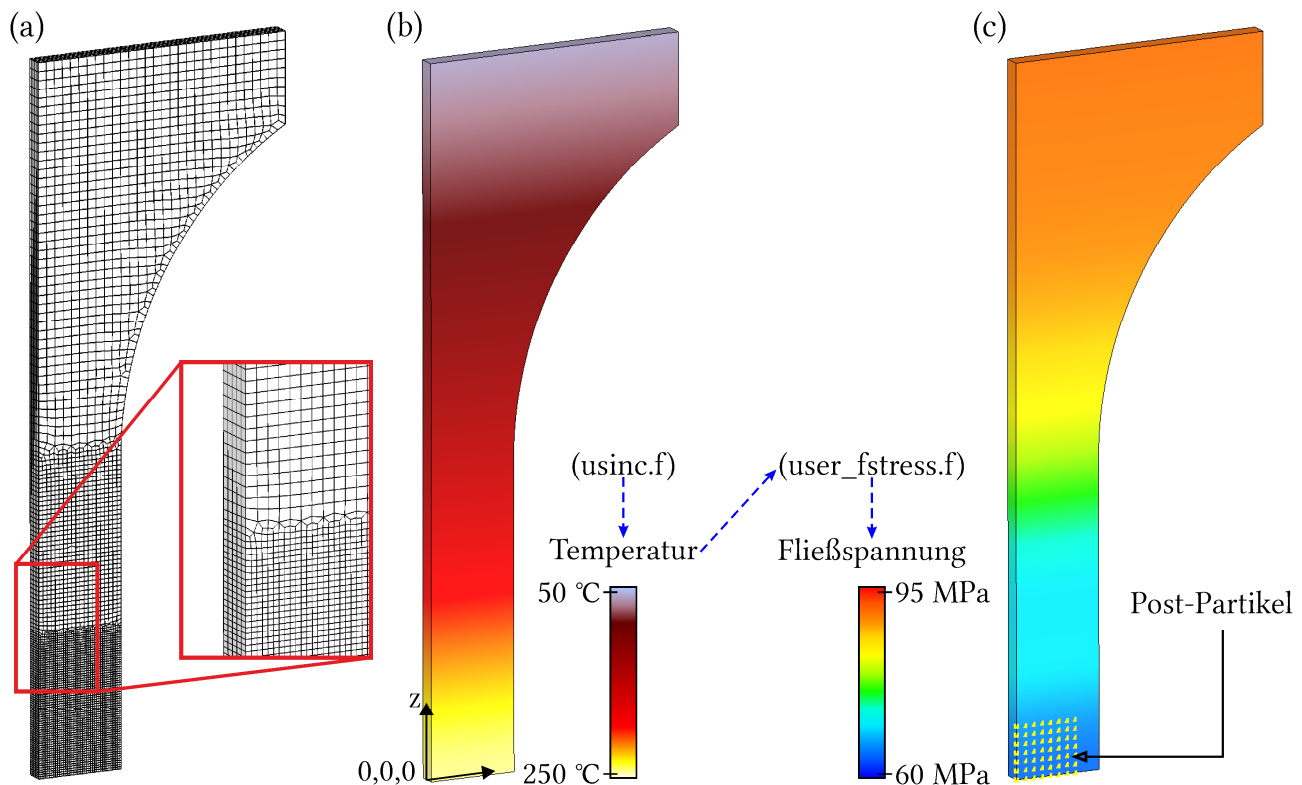


Abbildung 44: Vernetzung des FEM-Modells mit 22.250 Elementen für die Flachzugversuche (a); die Subroutine `usinc.f` liefert den Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der z-Koordinate jedes Elements (b) und `user_fstress.f` liefert die Fließspannung des UWS (c); die Position der Post-Partikel ist identisch zu dem Post-Processing der Experimente

Die Post-Partikel sind in dieser FEM-Simulation auf gleiche Weise wie im Post-Processing des Experiments angeordnet worden (vgl. **Abbildung 44**, S. 81). Die Traversengeschwindigkeit ist dem Experiment mit 2,5 mm/s nachempfunden.

Entwicklung einer neuartigen Kreuzprobengeometrie

In der vorliegenden Arbeit ist die FEM-Simulation zur Abbildung von Kreuzzugversuchen in zwei Teilaufgaben zum Einsatz gekommen. Zum einen galt es, eine neuartige Kreuzprobengeometrie zu entwickeln, welche für unterschiedliche Blechwerkstoffe eingesetzt werden kann.

Mit dieser neuentwickelten Kreuzprobengeometrie wurden zum anderen experimentelle Simulationen zur Einstellung definierter Dehnungszustände durchgeführt. Die am Institut für Metallformung der TU Bergakademie Freiberg verfügbare biaxiale Prüfapparatur BTA-840 ist mit einer induktiven Probenerwärmung ausgestattet. Ihr individueller Aufbau gestattet Kreuzzugversuche, wobei die Proben mittig im Messbereich aufgeheizt werden. D. h., dass im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine speziell an die Prüfapparatur angepasste Kreuzprobengeometrie entwickelt werden musste. In diesem Zuge ist die Geometrie der Kreuzzugproben gänzlich für das Vorhaben mit homogener Temperatur- und Umformgradverteilung optimiert worden.

Damit die Umformung hauptsächlich im Messbereich der Kreuzprobe stattfindet, sehen konventionelle Methoden im Schrifttum zumeist die Ausdünnung in der Mitte der Kreuzzugproben vor [244, 245]. Wird eine Probe im Zentrum aufgeheizt und gleichzeitig an ihrer Einspannung gekühlt, so entsteht ein starker Temperaturgradient. Dieser bewirkt, dass die Fließspannung im wärmeren Teil der Probe sinkt und es dort eher zur Umformung kommt. Für die FEM-Simulation wurde der kombinierte Fließkurvenansatz und das HILL'48 Modell mit konstanten Koeffizienten eingebunden. Die anisotrope Verfestigung und duktile Schädigung sind nicht berücksichtigt worden, weil diese Modelle zu dem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung standen. Die Parameter für das HILL'48 Modell entstammen den in **Kapitel 4** (S. 55) gezeigten mechanischen Kennwerten des quasistatischen Zugversuches bei RT. Die Simulation mit Temperatureffekt berücksichtigt die lokale Erwärmung der Probenmitte und des damit einhergehenden Gradienten der Fließspannung (**Abbildung 45**).

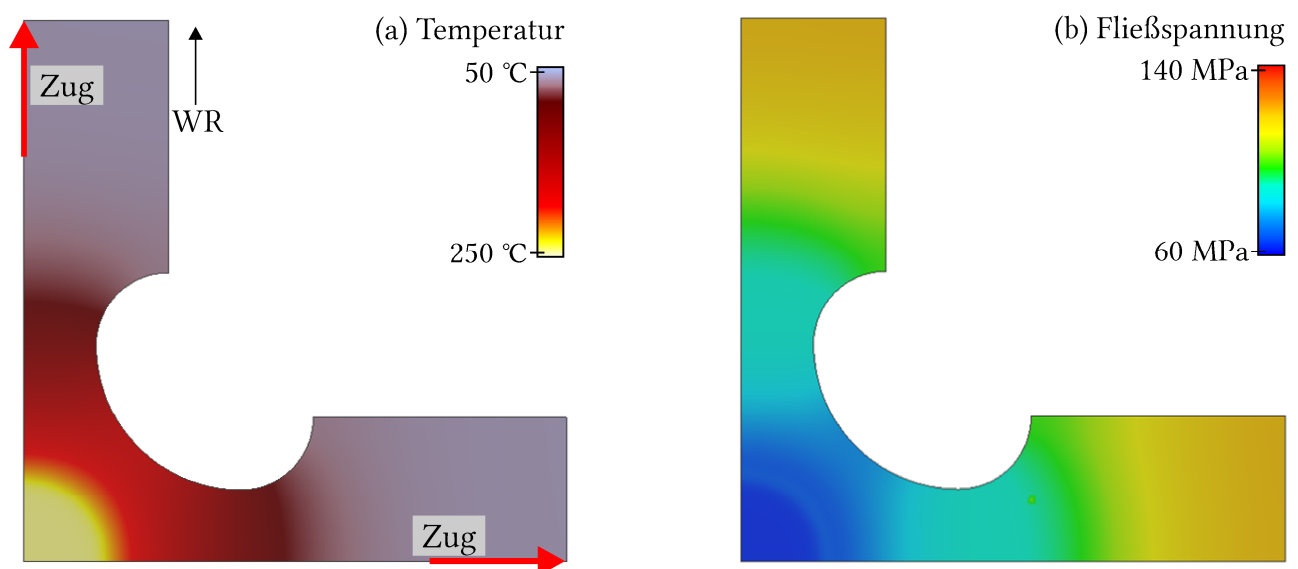
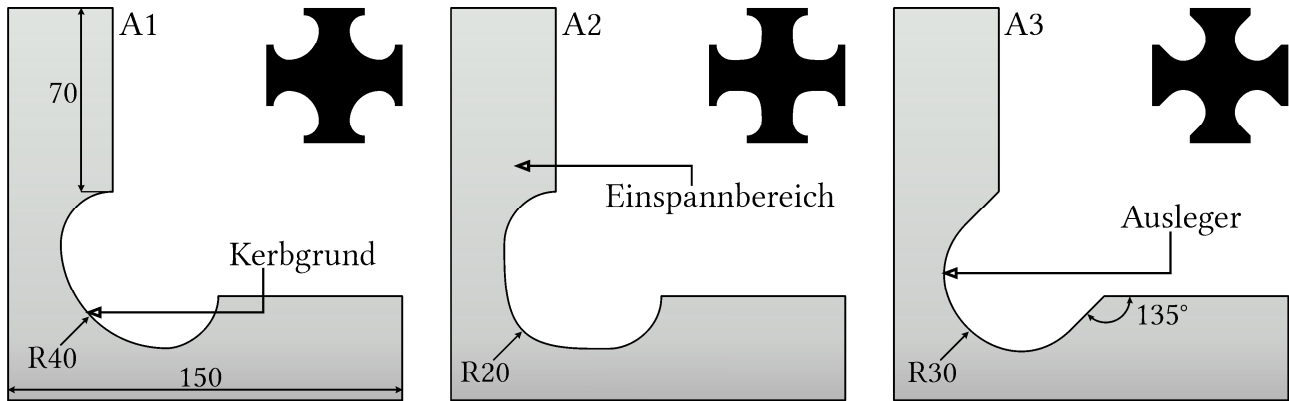


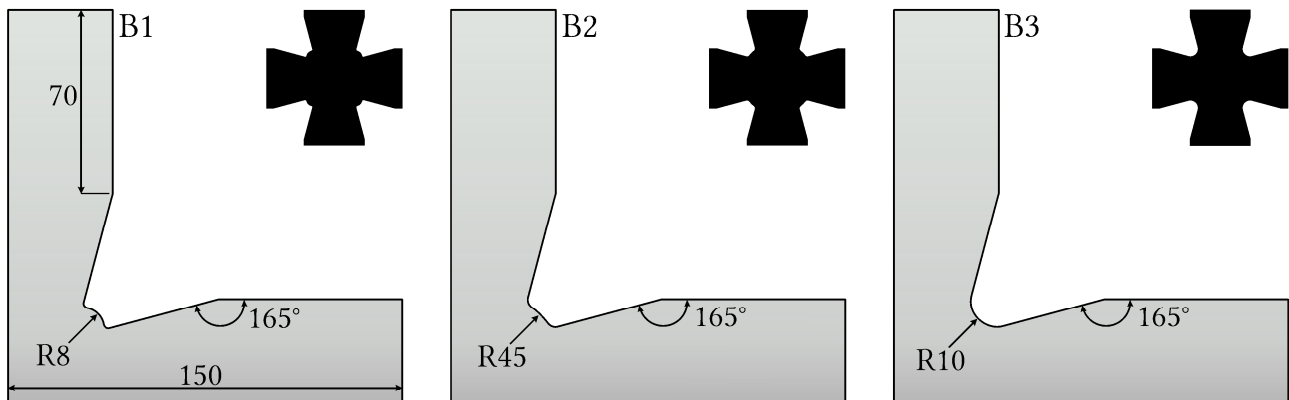
Abbildung 45: biaxialer Zug als Randbedingungen für die numerische Entwicklung der Kreuzzugproben mit zentrierter induktiver Probenerwärmung auf 250 °C (a), wodurch die Fließspannung lokal beeinflusst wird (b)

Für die Entwicklungsarbeit wurde festgelegt, dass die geviertelten Kreuzproben bei 250 °C (Probenmitte) bis zu einem Traversenweg von 3 mm (0,1 mm/s) mit biaxialen Zug belastet werden. Ausgangspunkt dieser numerischen Entwicklungsarbeit waren neun Geometrievarianten, welche in der Literatur in ähnlicher Konzeption Anwendung fanden (siehe **Abbildung 46**). Die Ausgangsformen unterschieden sich zunächst in ihrer Kerbgrundgeometrie und dem Übergang von dem Probeneinspannbereich zur Probenmitte (sog. Ausleger).

(a) maximale Radien am Kerbgrund



(b) konvex/konkave Kerbgrundgeometrie



(c) zusätzliches Kreissegment am Kerbgrund

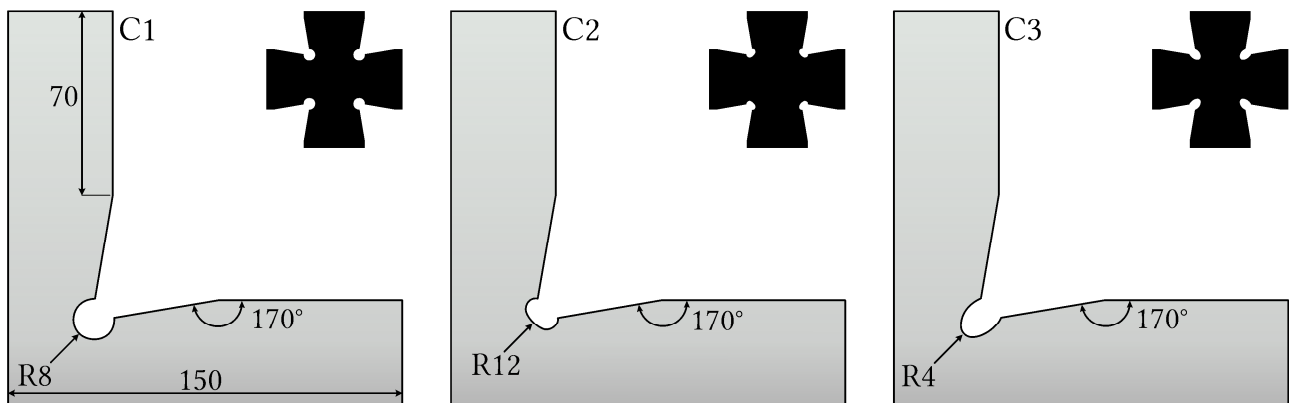


Abbildung 46: aus der Literatur übernommene Konzepte für Kreuzzugprobengeometrien; die Varianten (a)-(c) bieten jeweils Variation in den Proportionen des Kerbgrunds und des Auslegers

Als Bewertungsmaßstab wird die maximale Umformung in Blechdickenrichtung herangezogen, wobei eine lokalisierte Ausdünnung vermieden werden sollte. Dabei wird besonderes der sog. Kerbgrund der Kreuzzugproben kritisch bewertet. Der Kerbgrund stellt einen Scheidepunkt für den Materialfluss bei biaxialer Zugbelastung dar und führt vor allem wegen der Kerbwirkung in Abhängigkeit der Probengeometrie zur frühen Dehnungslokalisierung. Zudem ähnelt der Spannungszustand hier der ebenen Dehnung (FLD) und begünstigt das örtliche Versagen. Eine optimale Probengeometrie hat die Eigenschaft im Messbereich homogen auszdünnen, ohne dass die Kerbwirkung im Kerbgrund zur Dehnungslokalisierung führt.

Kreuzzugversuche

Analog zu den Flachzugversuchen war die zweite Teilaufgabe der FEM-Simulation von Kreuzzugversuchen, die Validierung des Modells indem die Daten der Dehnungsanalyse dem numerischen Simulationsergebnis bei 150 °C, 250 °C und 350 °C gegenübergestellt wurden. Nach dem CAD-Import der neuentwickelten Kreuzzugprobe folgte die Vernetzung des Probenkörpers, mit einer Elementgröße von 0,2 mm im Messbereich (**Abbildung 47a**).

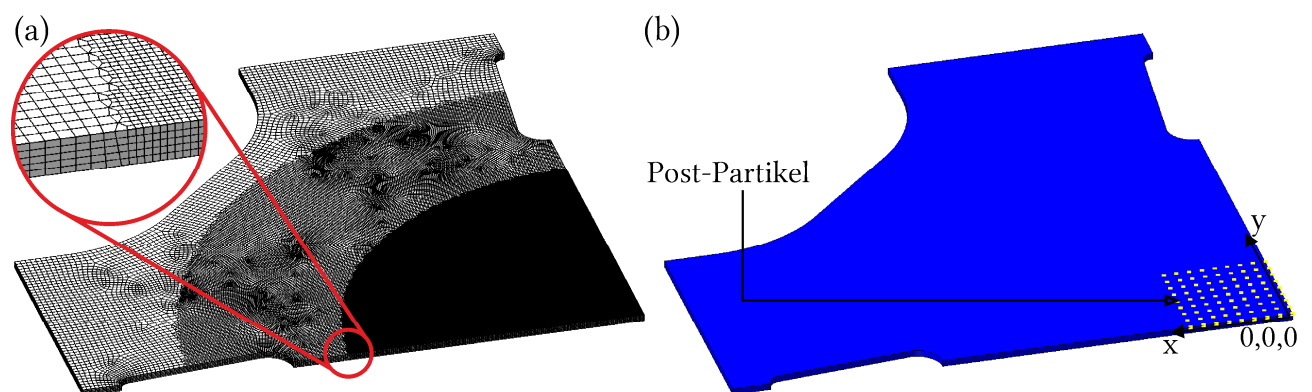


Abbildung 47: Vernetzung des FEM-Modells mit 320.000 Elementen für die Kreuzzugversuche (a); die Position der Post-Partikel ist identisch zu dem Post-Processing der Experimente (b)

Die Post-Partikel sind auf gleiche Weise wie im Post-Processing des Experiments angeordnet worden (vgl. **Abbildung 44**, S. 81). Die Traversengeschwindigkeit in x - und y -Richtung ist den Experimenten mit unterschiedlichen Dehnungszuständen nachempfunden (siehe **Kapitel 5.3.2**, S. 80).

Nakajima Tiefungsversuch

Das Tiefziehen des UWS stellt das Blechprüfverfahren dar, welches dem späteren Herstellungsverfahren reeller Bauteil am nächsten ist. Im Messbereich ist eine Elementgröße von 0,3 mm gewählt worden (**Abbildung 48a**). Das Tiefziehwerkzeug entspricht den Abmessungen im Experiment. In der FEM-Simulation wird lediglich der Niederhalter mit Sperrsicken nicht

direkt abgebildet. Der äußere Probenradius ist über eine permanente Haftbedingungen an einen starren Werkzeugring gebunden (**Abbildung 48b**). Die Reibwertkoeffizienten sind in Abhängigkeit der Werkstoffpaarung und tribologischen Randbedingungen festgelegt worden. Zwischen Stempel und Blechprobe wurde ein Reibwert von $\mu = 0,02$ angenommen, denn dort wird PFTE-Folie (Teflon genannt) zur Reibungsreduzierung appliziert. Den Ziehring berührt die Probe ohne Schmierung, weswegen dort ein Reibwert von $\mu = 0,3$ angenommen wurde.

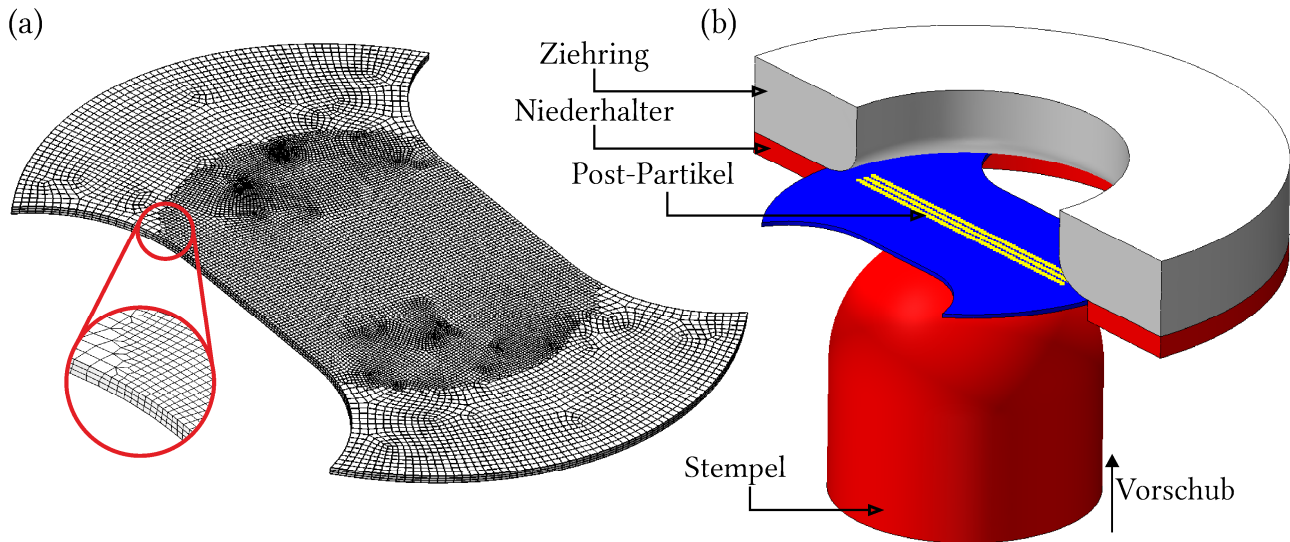


Abbildung 48: Vernetzung des FEM-Modells mit 36.000 Elementen für die Nakajima Tiefungsversuche (a); die Anordnung der Post-Partikel entspricht dem Linienschnittverfahren im Experiment

Die numerische Simulation startet mit denselben konstanten Temperaturen für die Probe und die Werkzeuge. Diese Annahme kommt dem Experiment sehr nahe, weil das Tiefziehwerkzeug samt Probe in einer Heizvorrichtung auf Prüftemperatur gebracht wurde. Während des Experiments verliert die Probe Wärme über ihre freien Oberflächen. Dort wo direkter Werkzeugkontakt herrscht, behält die Probe die Prüftemperatur aufgrund des Wärmeübergangs bei. Diese Wärmeübergänge sind mithilfe der numerischen Berechnung des Temperatureffekts direkt abgebildet worden. Die entstandenen Temperaturgradienten wurde mithilfe von Thermografieaufnahmen des Experiments verifiziert.

Die Vorschubgeschwindigkeit ist dem Experiment mit 1 mm/s und 10 mm/s nachempfunden worden. Analog der experimentellen Auswertemethodik wurden die Post-Partikel in drei Linienschnitten durch die Probenmitte angeordnet. Auf diese Weise lassen sich die Haupt- und Nebenumformgrade aus den Linienschnitten direkt miteinander vergleichen.

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Isotrope Modellierung des Kalt- und Warmfließverhaltens

Im Folgenden wird die im Schichtstauchversuch ermittelte Fließspannung k_f des UWS in Abhängigkeit des Umformgrads für Temperaturen von RT bis 350 °C und Umformgeschwindigkeiten von 0,01 s⁻¹ bis 1 s⁻¹ diskutiert und die Entwicklung eines Verformungsansatzes erörtert. Die dargestellten Fließkurven wurden repräsentativ aus mehreren Parallelversuchen unter gleichen Versuchsbedingungen ausgewählt und dienten als Berechnungsgrundlage für die Ermittlung der Modellparameter. Das übergeordnete Ziel war die Weiterentwicklung der thermodynamisch basierten teilempirischen Fließkurvenansätze nach HENSEL-SPITTEL [238].

6.1.1 Stabilität des Schichtstauchversuchs

Damit die 15 Schichten der präparierten Stauchproben während der Prüfung gleichmäßig umgeformt werden, bedarf es einer sorgfältigen Versuchsdurchführung [235]. Die in **Abbildung 49a** gezeigte Aufnahme des Querschnitts einer gestauchten Probe bei 300 °C belegt, dass es zur symmetrischen Stauchung der einzelnen Schichten gekommen ist. Wie es für den Zylindersauchversuch bekannt ist, zeichnete sich in diesem Querschnitt aufgrund der Reibung zum Werkzeug der Verlauf des sog. Schmiedekreuzes ab. Dabei liegt der maximale Umformgrad, erkenntlich durch die stark ausgedünnten Schichten, in der Mitte. Die Schichtstauchversuche bei 250 °C, 300 °C und 350 °C wiesen stets reproduzierbare Ergebnisse auf, was auch an der symmetrischen Ausformung aller Proben zu erkennen war (siehe **PS-37**).

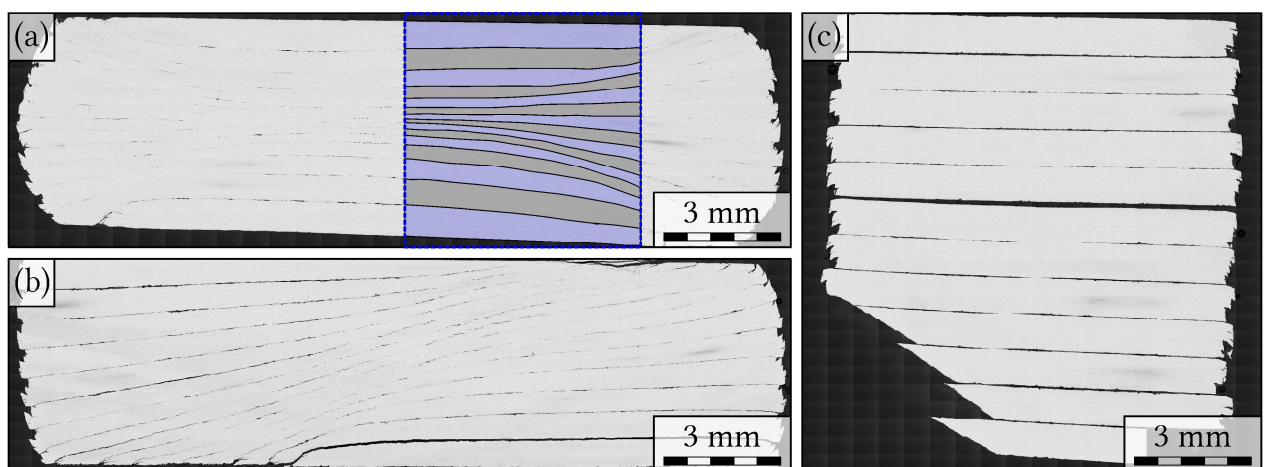


Abbildung 49: lichtmikroskopische Aufnahmen des Querschnitts geprüfter Schichtstauchproben bei 300 °C (a), 200 °C (b) und RT (c)

In lichtmikroskopischen Aufnahmen war die Grenzschicht gut nachzuverfolgen, da durch die ehemaligen Oxide und Verunreinigungen aus dem Herstellungsprozess (Warmwalzen und Wärmebehandlung) einen Kontrast in den Lichtbildern entsteht. Wie in **Abbildung 50** zu erkennen ist, entstand eine stoffschlüssige Verbindung der Schichten. Durch die hohen Umformgrade werden Flächen des Grundmetalls für diese metallische Verbindung frei. Stellenweise waren größere Ansammlungen des dünn aufgetragenen Kleisters an den Grenzschichten wieder zu finden. Bei dem Kleister handelt es sich um das wässrige Quellprodukt aus Stärke, welcher lediglich zur temporären Fixierung der Schichten in der Versuchsvorbereitung diente. Er stellt keine mechanische Einflussgröße in der Ermittlung der Fließkurven dar.

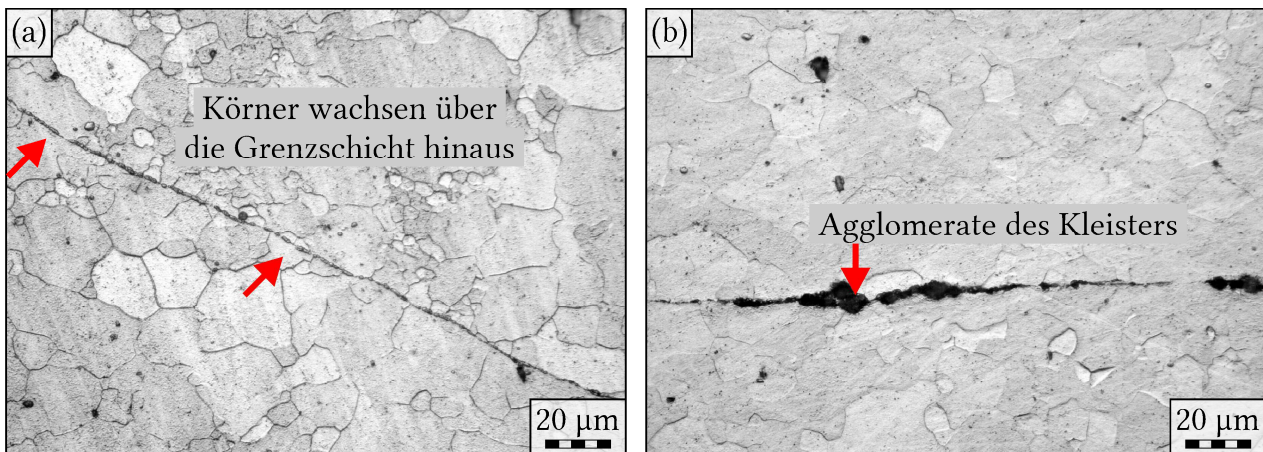


Abbildung 50: Lichtbilder metallografisch präparierter Schichtstauchproben, in denen Körner teilweise über die Grenzschicht hinaus gewachsen sind und darauf deuten, dass die Blechoberflächen eine stoffschlüssige Verbindung eingegangen sind (a); Überreste des Kleisters sind stellenweise als Agglomerate wiederzufinden (b)

Schichtstauchversuche bei 200 °C haben gezeigt, dass die Stabilität des Schichtstauchversuchs neben der Versuchsdurchführung auch von den Prüfparametern abhängig ist. Bei dieser Temperatur kam es zu einer erhöhten Anzahl ungültiger Versuche, weil die Schichten ähnlich der Erscheinung in **Abbildung 49b**, diagonal voneinander abglitten. Wenn eine Probe während des Stauchens abglitt, war dies eindeutig am stark absackenden Verlauf der Fließkurve zu erkennen. Die Querschnittsaufnahmen, der bei $\vartheta \leq 150$ °C gestauchten Proben ähnelten der Erscheinung in **Abbildung 49c**. Aufgrund der niedrigeren Bruchumformgrade φ_B bei niedrigen Temperaturen haben die Schichten eine geringere Ausdünnung erfahren und zeigten sprödes Bruchverhalten. Hierbei wurde festgestellt, dass die Bruchflächen stets auch über mehrere Schichten hinweg verliefen. Das belegt, dass die Reibung zwischen den einzelnen Schichten, wie gefordert, groß genug gewesen ist, die Radialschubspannungen zwischen benachbarten Schichten zu übertragen. Auch bei den Versuchen ab 250 °C führte die Haftreibung zum stabilen Versuchsablauf. Lediglich bei 200 °C hatte die Warmwalzoberfläche des UWS nicht ausgereicht, das Abgleiten einzelner Schichten zu vermeiden. Es ist aber auch bekannt, dass die

Werkstoffcharakteristika des UWS gerade bei dieser Temperatur selbst von einer Art Instabilität betroffen sind. Mit zunehmender Temperatur ändert sich die Disposition der Mg-Atome zueinander und die Differenz der CRSS von basalen zu nicht-basalen Gleitsystem wird verringert [4]. Diesbezüglich ist bei 200 °C bis 225 °C ein vielfach im Schrifttum erwähnter kritischer Bereich, wo eine abrupte Änderung der Umformeigenschaften des Mg stattfindet [23, 24].

Die Auswirkungen der Radialschubspannungen waren an den zerrütteten Kanten der Schnittaufnahmen gut zu erkennen. Auch bei $\vartheta \geq 250$ °C traten sie auf, obwohl bei diesen Temperaturen eine nahezu homogene Umformung des UWS angenommen werden kann. Die hohen r -Werte in der quasistatischen (**Kapitel 4**, S. 55) und in der dynamischen Prüfung (**Kapitel 6.2**, S. 104) belegen, dass der UWS im einachsigen Zugversuch nur begrenzt in Dickenrichtung fließt. Im Schichtstauchversuch zwängte die Belastungsrichtung den UWS dazu, in Blechdickenrichtung zu fließen, ohne dabei die Defizite im Fließvermögen durch andere Fließrichtungen ausgleichen zu können. Dies ist eine mögliche Erklärung für das frühe Versagen der Schichtstauchproben bei niedrigen Temperaturen. Im Vergleich zu dem erreichten $\varphi_B = 0,21$ im quasistatischen Zugversuch ist der durchschnittliche Bruchumformgrad im Schichtstauchversuch mit $\varphi_B = 0,1$ deutlich geringer.

6.1.2 Umformverhalten: Ver- und Entfestigung

Für Anwendungszwecke ist es über einen erhöhten Rechenaufwand möglich, konstitutive Modelle zu entwickeln, welche alle makroskopischen und mikroskopischen Mechanismen der Umformung erfassen. Aufgrund des Maßstabunterschieds zwischen der Mikrostruktur und einer konstruierten Komponente ist die Menge an mikroskopischen Materialinformationen, die zum Rechnen in einer FEM-Simulation erforderlich sind, aber enorm [246]. Daher wurden in der vorliegenden Arbeit Zustandsvariablen eingesetzt, welche über konstitutive Gleichungen aus der Thermodynamik hergeleitet wurden. Damit konnten mikroskopische Mechanismen indirekt berücksichtigt werden, ohne physikalische Prinzipien zu verletzen.

Aktivierungsenergien

Die Fließspannungen aus den Schichtstauchversuchen wurden zur Berechnung der effektiven Aktivierungsenergie der Umformung Q genutzt. Es wurde die Annahme getroffen, dass bei $\varphi = 0,005$ die Fließspannung k_{f0} einem augenblicklichem Gleichgewichtszustand, d. h. einem zeitweisen konstanten internen Zustand entspricht. Analog zur Methodik nach BARNETT [247] diente die effektive Aktivierungsenergie Q als Indiz dafür, unter welchen Versuchsbedingungen (Umformgeschwindigkeit und Temperatur) sich die Umformmechanismen maßgeblich ändern. Dazu ist in **Abbildung 51a** die experimentell ermittelte Fließspannung k_{f0} logarithmisch gegen die Umformgeschwindigkeit aufgetragen und über ein Potenzgesetz (Gl. 53) mit gestrichelten Linien approximiert.

$$\sigma = C \cdot \dot{\phi}^m$$

Gl. 53

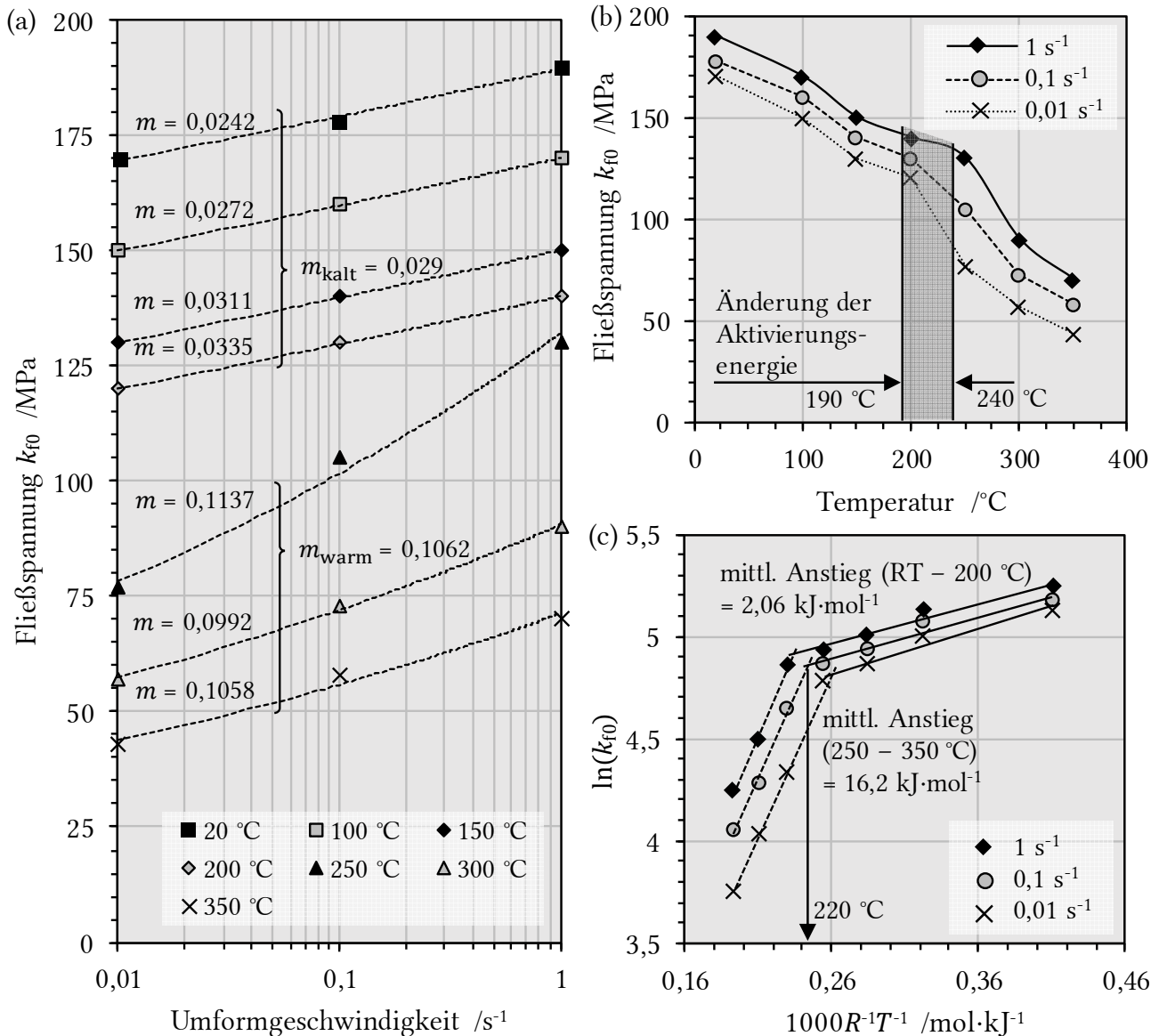


Abbildung 51: Fließspannung k_{f0} in Abhängigkeit der logarithmisch dargestellten Umformgeschwindigkeit und Fit-Kurven für verschiedene Temperaturen (a); Änderung der Fließspannung k_{f0} in Relation zur Temperatur für verschiedene Umformgeschwindigkeiten (b); aus der Auftragung entsprechend der Arrhenius-Gleichung, liefern die Anstiege die Aktivierungsenergie Q_A (c)

Der präexponentielle Faktor C ist umgekehrt proportional zur Temperatur, fand hier jedoch keine weitere Verwendung. Es konnte beobachtet werden, dass höhere Umformtemperaturen geringere Fließspannungen bei gleicher Umformgeschwindigkeit bewirken (vgl. **Abbildung 51b**). In umgekehrter Abhängigkeit ist die Fließspannung höher, wenn die Umformgeschwindigkeit steigt. Dies ist der Beweglichkeit der Atome und der Versetzungen im Kristallgitter

geschuldet, welche mit zunehmender Temperatur erleichtert wird und die Fließspannung sinken lässt. Diffusionsgesteuerte Prozesse wie das Versetzungsgleiten, die Erholung und die Rekristallisation erfordern zudem Zeit. Diese steht bei höheren Umformgeschwindigkeiten weniger zur Verfügung, weshalb die Fließspannung steigt.

Die Aktivierungsenergie Q_A wurde mithilfe der Auftragung in **Abbildung 51c** auf Grundlage der logarithmierten Arrhenius-Gleichung (allg. $\ln k = \ln A_0 - \frac{Q_A}{RT}$: hat die Form einer Geraden) ermittelt. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien stellten somit eine lineare Approximation von $\ln k_{f0}$ dar. Nur durch die Aufteilung in zwei Abschnitte von RT bis 200 °C bzw. 250 °C bis 350 °C konnte eine passende Näherung erzielt werden. Die abrupte Änderung des Anstiegs an den Schnittpunkten der Geraden ($T \approx 190$ °C, 220 °C und 240 °C) machen deutlich, dass es zu einer Änderung der aktiven Umformmechanismen gekommen ist (vgl. **Abbildung 51b**). Dieser Befund passt zu den in **Kapitel 6.1.1** (S. 93) beschriebenen Instabilitäten während der Stauchversuche bei 200 °C.

Es folgte die Bestimmung der effektiven Aktivierungsenergie Q unter Berücksichtigung der festgelegten Temperaturbereiche mittels der gemittelten Exponenten m_{kalt} und m_{warm} (vgl. **Abbildung 51a**) nach [247]:

$$Q_{\text{kalt}} = 2,06 \text{ kJ/mol} \cdot m_{\text{kalt}}^{-1} = 71,02 \text{ kJ/mol} \quad \text{Gl. 54}$$

$$Q_{\text{warm}} = 16,2 \text{ kJ/mol} \cdot m_{\text{warm}}^{-1} = 152,95 \text{ kJ/mol} \quad \text{Gl. 55}$$

Die dargelegte Berechnung basiert auf der thermodynamischen Herleitung nach SELLARS und TEGART (Beschreibung in [248, 249]) unter der Voraussetzung, dass sich das betrachtete System im thermodynamischen Gleichgewichtszustand (GGZ) befindet. Der GGZ zwischen Ver- und Entfestigungsmechanismen trat nur bei den Temperaturen $\vartheta = 250$ °C, 300 °C und 350 °C auf, d. h. k_f bleibt ab dem Umformgrad φ_{GGZ} konstant (vgl. **Abbildung 53**). Mithilfe der Auftragungen in **Abbildung 52** erfolgte die Berechnung der effektiven Aktivierungsenergie Q im GGZ mit:

$$Q_{\text{GGZ}} = 15,9 \text{ kJ/mol} \cdot m_{\text{GGZ}}^{-1} = 170,78 \text{ kJ/mol} \quad \text{Gl. 56}$$

Aus einer Literaturzusammenstellung nach ULLMANN [250] geht hervor, dass die Aktivierungsenergie der Warmumformung Q von AZ-Legierungen in der Regel zwischen 105 kJ/mol und 185 kJ/mol liegt. Für AZ31 im gießgewalzten und geglühten Zustand ermittelte die Autorin $Q = 179$ kJ/mol. Im Vergleich zur vorliegenden Arbeit liegen $Q_{\text{warm}} = 153$ kJ/mol und $Q_{\text{GGZ}} = 171$ kJ/mol in guter Näherung dieser Referenzwerte.

Fließkurven

Die experimentell ermittelten Fließkurven des UWS sind rechnerisch mittels Reibwertkorrektur sowie Korrektur der Umformwärme modifiziert worden (siehe **Abbildung 53a-c**). Die Verfestigung zu Beginn der Fließspannungsverläufe ist auf die Zunahme der Versetzungsdichte durch Versetzungsquellen an freien Oberflächen, den Grenzflächen wie Korn- oder Phasengrenzen oder durch vorhandene Versetzungen sowie der damit einhergehenden Behinderung des Versetzungsgleitens, zurückzuführen [12]. Mit zunehmender Temperatur änderten sich die Verläufe der Fließspannung, weil sich die dynamischen Entfestigungsmechanismen Erholung und Rekristallisation (DRV und DRX) mit der Verfestigung überlagern. Bei $\vartheta > 200\text{ °C}$ kennzeichnete das Fließspannungsmaximum das Überwiegen der Entfestigung gegenüber der Verfestigung. In Abhängigkeit der Umformgeschwindigkeit gehen die Ver- und Entfestigungsmechanismen in einen Gleichgewichtszustand über, welcher durch den Beginn eines konstanten Fließspannungsverlaufs gekennzeichnet ist.

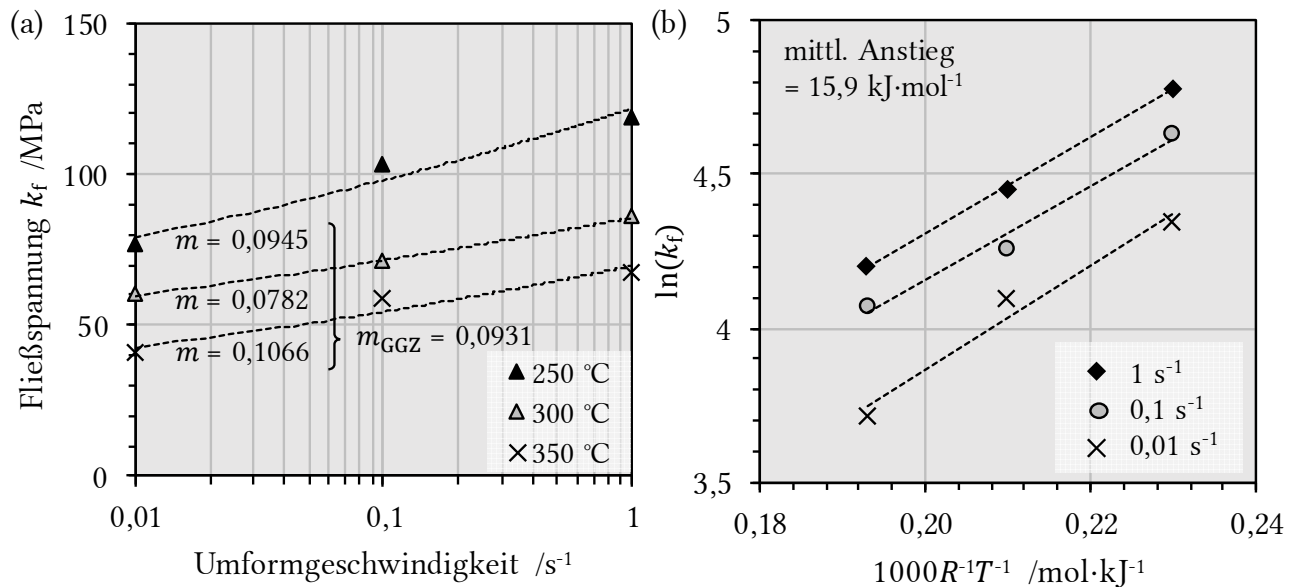


Abbildung 52: Fließspannung k_f in Abhängigkeit der logarithmisch dargestellten Umformgeschwindigkeit und Fit-Kurven (a); aus der Auftragung entsprechend der Arrhenius-Gleichung, liefern die Anstiege der linearen Approximation die Aktivierungsenergie Q_A für den GGZ (c)

Der charakteristische Verlauf mit Fließspannungsmaximum und zuletzt konstantem k_f deuten darauf, dass die DRX der dominante Entfestigungsmechanismus gewesen ist. Die geringe Stapelfehlerenergie von Mg liefert einen weiteren Grund zu dieser Annahme, denn sie verhindert, dass die DRV maßgeblich zur Entfestigung des UWS beitragen kann. Durch sie können die Versetzungen nur auf ihren bevorzugten Gleitebenen wandern, weil das Quergleiten in energetisch günstigere Positionen durch die hohe Aufweitung des Stapelfehlers unmöglich ist [20,

58]. Jedoch bei günstiger Beanspruchungsrichtung zur c -Achse des hdp-Kristallgitters berichten DUDAMELL et al. [38], dass die DRV z. B. auf Prismenebenen mit hoher Stapelfehlerenergie begünstigt wird. Nach MYSHLYAEV et al. [59] kommen bei Mg erholte Bereiche auch in Zwillingen und Zwillingskreuzungspunkten vor. Aufgrund von kletternden Versetzungen und sog. $\{10\bar{1}1\}$ - Erholungszwillinge bilden sich in diesem Fall Kleinwinkelkorngrenzen [59–61].

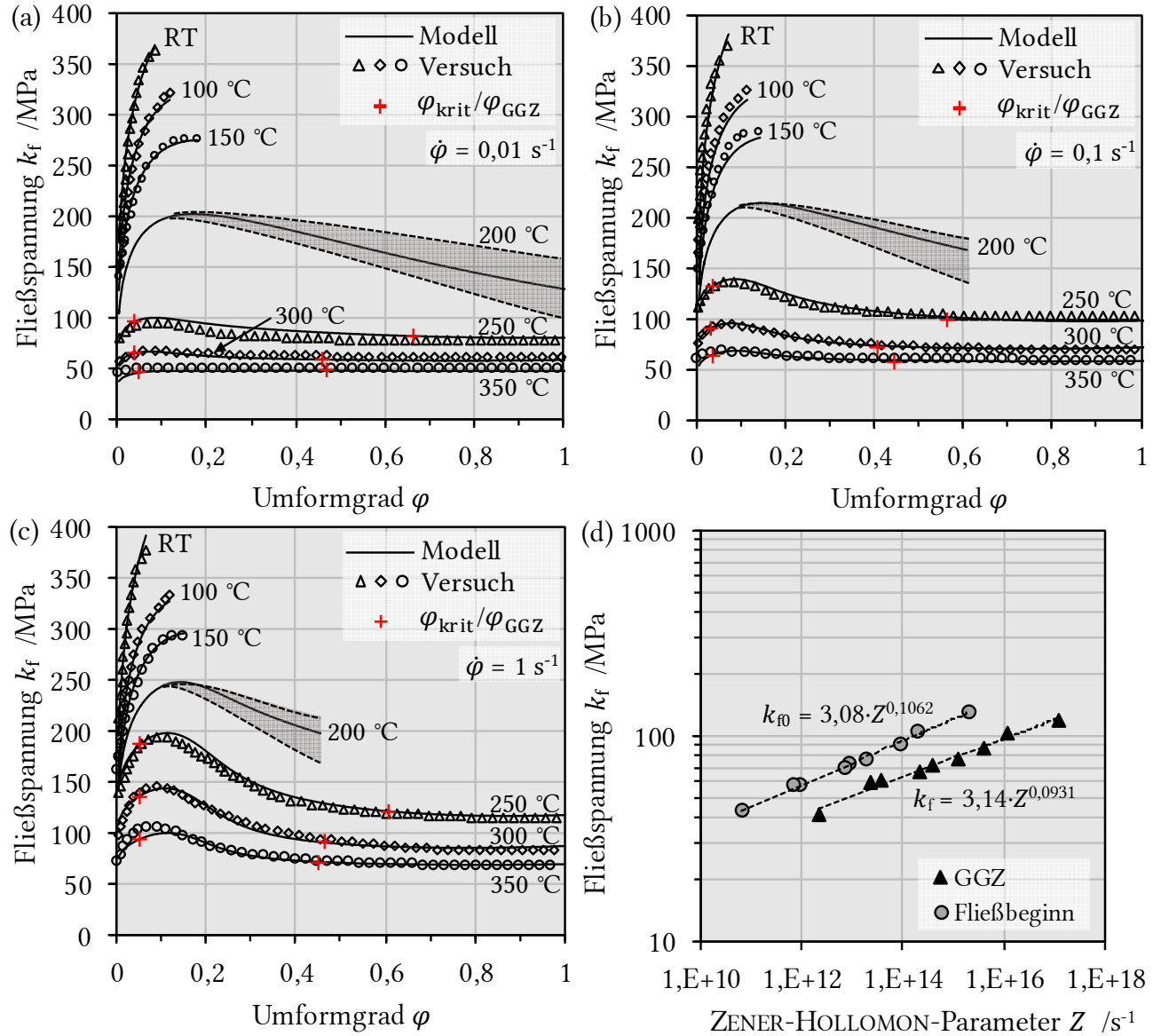


Abbildung 53: korrigierter Fließspannungsverlauf in Abhängigkeit des Umformgrads für Temperaturen von RT bis 350 °C und Umformgeschwindigkeiten von 0,01 s⁻¹ (a), 0,1 s⁻¹ (b) und 1 s⁻¹ (c); der kombinierte Kalt-/Warmfließkurvenansatz nach Gl. 58 ist jeweils als durchgezogene Linie dargestellt; aus der Berechnung der effektiven Aktivierungsenergie folgte die numerische Approximation der Fließspannung in Abhängigkeit des ZENER-HOLLOMON-Parameters Z (d)

Dynamische Entfestigung

Für Warmumformprozesse liefert der ZENER-HOLLOMON-Parameter Z eine temperatur- und umformgeschwindigkeitsabhängige Variable:

$$Z = \dot{\phi} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) . \quad \text{Gl. 57}$$

Mit der effektiven Aktivierungsenergie Q , der Umformgeschwindigkeit $\dot{\phi}$, der Temperatur T und Gaskonstante R sind zwei Approximationen der Fließspannung k_{f0} und k_{fGGZ} erarbeitet worden. Aus **Abbildung 53d** ist erkenntlich, dass diese gut mit den experimentell ermittelten Punkten übereinstimmen, jedoch durch die unterschiedlichen Aktivierungsenergien versetzt zueinander liegen. Zu Beginn des Stauchvorgangs (bei k_{f0}) ist der UWS weder durch aktive Entfestigungsmechanismen noch durch Verfestigungsmechanismen gekennzeichnet. Die Aktivierungsenergie und damit der ZENER-HOLLOMON-Parameter Z spiegeln den Werkstoffzustand direkt aus dem Herstellungsprozess wider. Während der Stauchung (bei k_{fGGZ}) sind jedoch die Ver- und Entfestigungsmechanismen gleichermaßen aktiv, weswegen ein höherer Bedarf an Energie besteht. Das Ergebnis zeigt, dass die erforderliche Energie zur Umformung im Ausgangszustand des UWS etwas geringer ist im Gegensatz zum dynamischen GGZ während der Stauchung.

Als dominanter Entfestigungsmechanismus verursachte die DRX die signifikante Erhöhung der Duktilität bei Temperaturen $> 200\text{ °C}$ [32, 64, 65]. Die DRX beginnt in der Regel an Großwinkelkorngrenzen, in Scher- und Knickbändern, in verformungsinduzierten Zwillingen oder um Ausscheidungen herum, d. h. in Bereichen großer Missorientierung oder Spannungsgradienten [57, 63, 66, 67]. Nach ULLMANN [250] beginnt die DRX in AZ31 Blech an Korn- und Zwillingsgrenzen, da sich dort die Versetzungen aufstauen und die Versetzungsdichte lokal erhöhen. Die kritische Fließspannung $k_{f\text{krit}}$ für den Beginn der DRX ist anhand der Übertragung der Fließkurven in den KOCKS-MECKING-Plot [251, 252] und die Berechnung des lokalen Miniums der spannungsbezogenen Verfestigungsrate ermittelt worden (siehe **Abbildung 54**, schwarze Pfeile).

Die Verfestigungsrate θ sinkt, bis sie das Fließspannungsmaximum erreicht hat und dort gleich Null ist. Im weiteren Verlauf nimmt die Verfestigungsrate negative Werte an, bis sie mit zunehmendem Umformgrad ein zweites Mal den Nullpunkt erreicht. In diesem Moment ist der Gleichgewichtszustand mit k_{fGGZ} erreicht, welcher als Nachweis für die vollständige DRX des Gefüges steht (**Abbildung 54a**, rote Pfeile). Anhand der Fließkurven konnten anschließend die entsprechenden Werte des kritischen Umformgrads für den Beginn der DRX ϕ_{krit} und des Umformgrads der vollständigen DRX ϕ_{GGZ} abgelesen werden. Diese Umformgrade sind in **Abbildung 53a-c** als rote Kreuze markiert und zeigen auf, dass die DRX kurz vor dem Fließspannungsmaximum eintrat. Der kritische Anteil der im Gefüge als Versetzungen

gespeicherten Verformungsenergie, d. h. die kritische Versetzungsdichte, ist erreicht [62]. Erhöhte Temperaturen führten zur Zunahme von φ_{krit} , da ein Teil der Energie zunehmend durch die Wärme eingeführt wird.

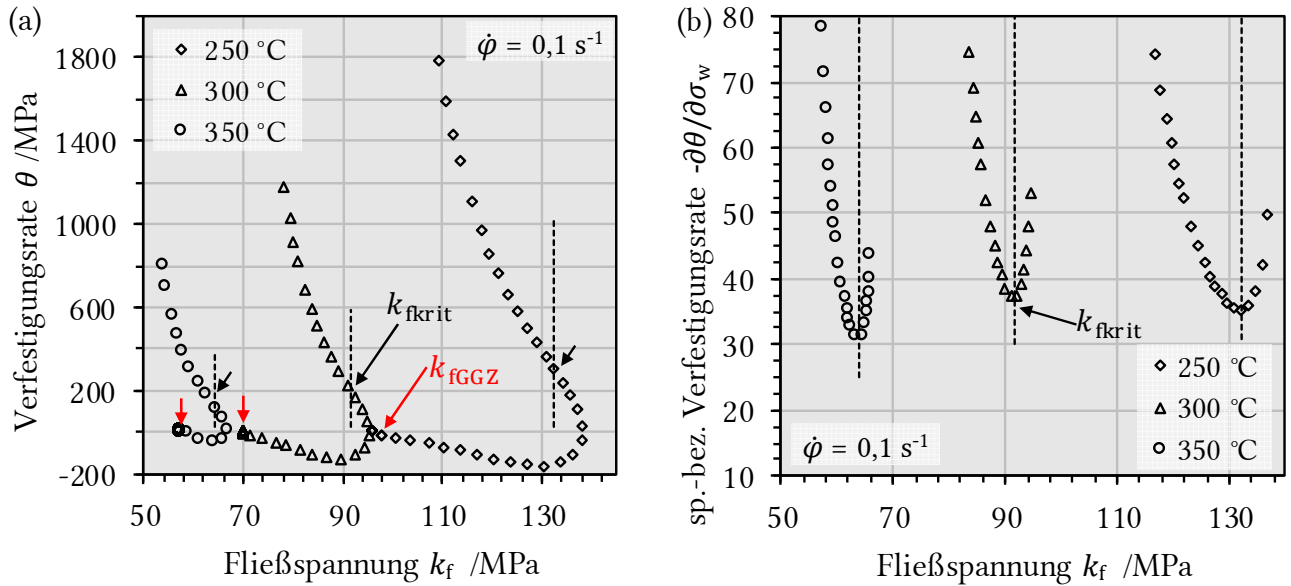


Abbildung 54: Ermittlung der kritischen Fließspannung zum Beginn der DRX über den Wendepunkt im Kocks-Mecking-Plot (a) und das lokale Minimum im Verlauf der spannungsbezogenen Verfestigungsrate (b) für $\dot{\phi} = 0,1 \text{ s}^{-1}$; die Fließspannung des GGZ zeichnet sich durch den zweiten Nulldurchgang der Verfestigungsrate ab

Die Umformgeschwindigkeit zeigte keine eindeutige Wirkung. Die Auftragung von φ_{krit} und φ_{GGZ} gegen den logarithmierten ZENER-HOLLOMON-Parameter Z zeigte eine positive linearproportionale Abhängigkeit (siehe **Abbildung 55a**). Die zunehmende Treibkraft für die DRX bei höheren Temperaturen und kleineren Geschwindigkeiten (es vergeht mehr Zeit zur Erreichung des gleichen Umformgrads) verschiebt diese zu kleineren Umformgraden [74, 75].

Die Autoren AL-SAMMAN et al. [32] schildern außerdem eine Abhängigkeit des φ_{krit} von der Belastungsrichtung relativ zur Textur, weil günstige Orientierungen eine geringere Verfestigungsrate aufweisen. Nachforschungen zu diesem Zusammenhang führten in der vorliegenden Arbeit zu einer Korrelation zwischen der Streuung des Verfestigungsexponenten n und φ_{GGZ} (vgl. **Abbildung 55b**). Der Verfestigungsexponent steht über das Potenzgesetz, Gl. 6, im Verhältnis zur Fließspannung von Kaltfließkurven (keine dynamischen Entfestigungsmechanismen). Die dargestellten n -Werte sind anhand der ermittelten Warmfließkurven (250 – 350 °C) von k_{f0} bis $k_{f,krit}$ bestimmt worden und spiegeln das reine Verfestigungsverhalten des UWS wider. Der Verfestigungsexponent steigt mit zunehmendem Z und zeigt den direkten Einfluss der Versetzungsdichte auf das dynamische Entfestigungsverhalten auf.

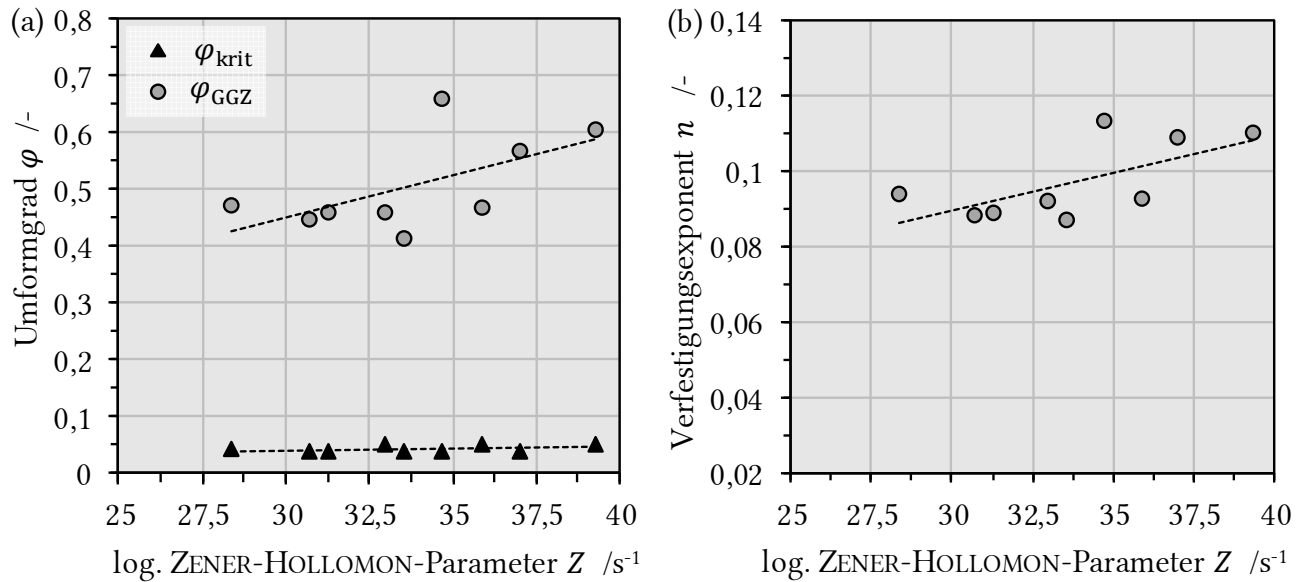


Abbildung 55: Abhängigkeit der kritischen Umformgrade für den Beginn der DRX mit φ_{krit} und vollkommene DRX mit φ_{GGZ} vom ZENER-HOLLOMON-Parameter Z (a); analog die Abhängigkeit des Verfestigungsexponenten n (b)

6.1.3 Kombierter Fließkurvenansatz für RT bis 350 °C

Die größte Herausforderung bei der Modellierung des Fließverhaltens über den geforderten Temperaturbereich ist, dass sich die Dynamik der Umformmechanismen und die dissipierte Energie zur Umformung in dem Übergangsbereich bei 220 °C maßgeblich ändern. Aus diesem Grund wurde die Modellierung des Kaltfließverhaltens (RT – 200 °C) über eine eigene Funktion und die Modellierung des Warmfließverhaltens (250 °C – 350 °C) über eine zweite Funktion angestrebt. Das Ergebnis ist eine kombinierte Fließspannung k_{fcomb} , die über einen weiten Temperaturbereich und Umformgeschwindigkeiten von 0,01 s⁻¹ bis 1 s⁻¹ gültig ist. Damit es zu einem stetig differenzierbaren Übergang dieser beiden Funktionen kommt, wurden diese über einen Wichtungsterm δ_f verknüpft:

$$k_{\text{fcomb}} = (1 - \delta_f)k_{\text{fkalt}} + \delta_f k_{\text{fwarm}} \quad \text{Gl. 58}$$

$$\delta_f(\vartheta) = 0,5 + 1/\pi \tan^{-1}[t_1 \vartheta^{t_2} \dot{\varphi}^{t_3} (\vartheta - \vartheta_f)] \quad \text{Gl. 59}$$

Der Wichtungsterm δ_f nimmt einen sigmoidalen Verlauf zwischen 0 und 1 in Abhängigkeit der Temperatur ϑ an und hat bei ϑ_f seinen Wendepunkt (siehe **Abbildung 56a**). Der Wendepunkt ϑ_f entspricht genau dem Übergangsbereich zwischen dem Kalt- und Warmfließverhalten. Die Koeffizienten t_1 bis t_3 ermöglichen, dass der Anstieg am Wendepunkt in Abhängigkeit der Temperatur ϑ und Umformgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ variiert werden kann.

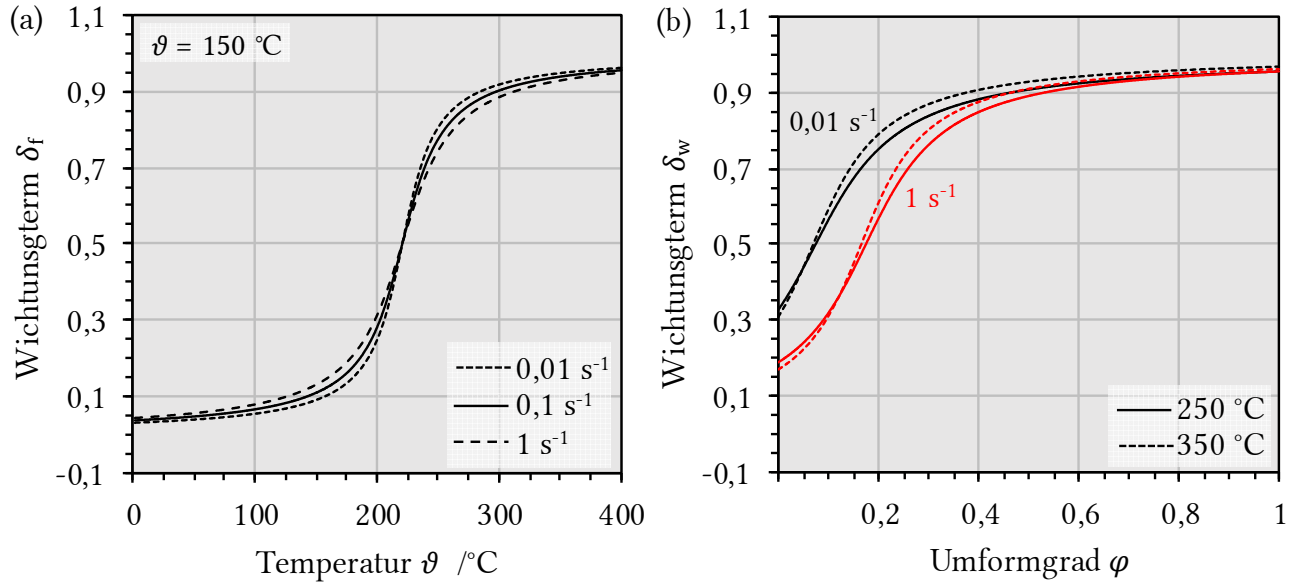


Abbildung 56: sigmoidaler Verlauf des eingesetzten Wichtungsterms δ_f für den kombinierten Fließkurvenansatz aus Gl. 58 als Funktion der Temperatur (a); Einfluss von Temperatur und Umformgeschwindigkeit auf den Wichtungsterm δ_w im Warmfließkurvenansatz entsprechend Gl. 61 (b)

Das Kaltfließverhalten wurde über einen, aus den Termen der Freiburger Fließkurvenansätze nach HENSEL-SPITTEL [238], modifizierten Ansatz beschrieben:

$$k_{\text{fkalt}} = C \cdot \varphi^{p_1} \cdot \vartheta^{p_2} \cdot e^{p_3 \vartheta^{p_4}} \cdot e^{p_5 \varphi^{p_6}} \quad . \quad \text{Gl. 60}$$

Dieser modifizierte Ansatz beinhaltet zwei Potenzfunktionen, die über die materialspezifischen Koeffizienten p_1 und p_2 , die Verfestigungsrate des Kaltfließverhaltens abbilden können. Weiterhin dienen zwei Exponentialfunktionen dazu, die Abnahme der Verfestigungsrate mit zunehmendem Umformgrad φ und in Abhängigkeit von der Temperatur ϑ abzubilden und über die Koeffizienten p_3 bis p_6 zu steuern. Obwohl es beim Kaltfließverhalten zu keiner relevanten Entfestigung kommt, ist es dennoch notwendig, diese in Form der Exponentialfunktionen, aufgrund des fließenden Übergangs zum Warmfließverhalten über den Wichtungsterm δ_f , zu integrieren. Weil die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Fließspannung bei Temperaturen $< 150 \text{ °C}$ vernachlässigbar klein wird, ist für k_{fkalt} auf geschwindigkeitsabhängige Terme verzichtet worden.

Die Modellierung des Warmfließverhaltens über einen der Freiburger Ansätze nach Hensel-Spittel [238] lieferte keine ausreichende Genauigkeit bei der Abbildung der hohen Verfestigungsrate und der schnellen Entfestigung durch DRX. Daher ist die Methodik eines Wichtungsterms δ_w und zwei unabhängigen Funktionen erneut genutzt worden. Im Unterschied zu δ_f , wird der Wendepunkt von δ_w als Funktion des Umformgrads φ_w bestimmt:

$$k_{\text{fwarm}} = (1 - \delta_w)(B \cdot e^{n_1 \cdot \vartheta} \cdot \vartheta^{n_9} \cdot \varphi^{n_2} \cdot e^{n_7 \varphi} \cdot \dot{\varphi}^{n_3}) + \delta_w(A \cdot e^{m_1 \cdot \vartheta} \cdot \vartheta^{m_9} \cdot \varphi^{m_2} \cdot e^{m_7 \varphi} \cdot \dot{\varphi}^{m_3}) \quad \text{Gl. 61}$$

$$\delta_w(\varphi) = 0,5 + 1/\pi \tan^{-1}[w_1 \vartheta^{w_2} \dot{\varphi}^{w_3} (\varphi - \varphi_w \vartheta^{w_4} \dot{\varphi}^{w_5})] \quad \text{Gl. 62}$$

Die Koeffizienten w_1 bis w_3 beeinflussen den Anstieg am Wendepunkt des sigmoidalen Verlaufs in Abhängigkeit der Temperatur ϑ und Umformgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ (vgl. **Abbildung 56b**). In gleicher Abhängigkeit kann die Position des Wendepunktes mit w_4 und w_5 beeinflusst werden. Die Modellkoeffizienten B und $n_{1,2,3,7,9}$ dienen dem Fließkurvenverlauf von φ_0 bis φ_w . A und $m_{1,2,3,7,9}$ dienen dem Fließkurvenverlauf $> \varphi_w$. Beide Teilfunktionen basieren auf dem Freiburger Fließkurvenansatz N°10 nach HENSEL-SPITTEL [238]. Zur Reduzierung der Gesamtanzahl an Koeffizienten sind die Modellparameter $m_{4,5,6,8}$ gleich 1 gesetzt worden, ohne an Genauigkeit zu verlieren. Die Modellkoeffizienten sind über eine nicht-lineare Regression der experimentell ermittelten Fließkurven bestimmt worden (**Tabelle 9**). Der kombinierte Fließkurvenansatz erreichte ein mittleres Bestimmtheitsmaß von $R^2 > 0,95$ in einem Gültigkeitsbereich von RT bis 350 °C, $\varphi = 0,01 \text{ s}^{-1}$ bis 1 s^{-1} und $\dot{\varphi} = 0,005$ bis 1.

Tabelle 9: Modellkoeffizienten des kombinierten Fließkurvenansatzes

Term	Modellkoeffizienten						
δ_f	ϑ_f	t_1		t_2		t_3	
	220	0,030036939		0,014266764		-0,090946648	
k_{fkalt}	C	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6
	531,71653	0,3430001	0,1644072	-0,000103	1,6531491	-1,580612	0,7403818
k_{fwarm}	B	n_1	n_2	n_3	n_7	n_9	
	3,47938124	-0,01251831	0,05123908	0,14142588	1,90327974	1,34998826	
	A	m_1	m_2	m_3	m_7	m_9	
	286869000	0,01018096	0,25039958	0,05250786	-0,54397242	-3,19367326	
δ_w	φ_w	w_1	w_2	w_3	w_4	w_5	
	0,43476849	0,36364105	0,57327455	0,01455303	-0,16323298	0,18636752	

6.2 Anisotrope Verfestigung im Hauptspannungsraum

Das orthotrope Werkstofffließverhalten stellt eine zentrale Erweiterung des entwickelten Modellansatzes für den Einsatz in der Blechumformung dar. Dort kommen für gewöhnlich die Ansätze nach HILL oder BARLAT mit einem konstanten Parametersatz zum Einsatz. Wie bereits im Literaturteil der vorliegenden Arbeit diskutiert (siehe S. 40), obliegen Mg-Werkstoffe je-

doch dem anisotropen Verfestigungsverhalten, weswegen die Abbildung des Umformverhaltens über selbige Modelle, aber mit variablen Parametern, wesentlich genauer ist [180–182]. Daher wurde der orthotrope Hill'48-Ansatz ausgewählt und wie im Folgenden dargelegt mit experimentell bestimmten temperatur- und umformgradabhängigen Parametern versehen, um das anisotrope Verfestigungsverhalten des UWS abbilden zu können. Im Folgenden wird die Parametrisierung des dreidimensionalen HILL'48 Modells dargelegt, womit die Beschreibung des anisotropen Verfestigungsverhalten des UWS für die drei orthotropen Richtung WR, QR und NR erreicht wird.

6.2.1 Entwicklung der LANKFORD-Parameter

Das Post-Processing der einachsigen Flachzugversuche lieferte den mittleren r_θ -Wert (LANKFORD-Parameter, Gl. 45) für die Punkte des eingestellten Messrasters. $\theta = 0^\circ, 45^\circ$ und 90° stellt dabei den Winkel der Probenentnahmerichtung relativ zur WR dar. Mithilfe der „Rückwärts-Analysemethode“ (siehe S. 81) ist es möglich, das Messraster für die Dehnungsanalyse mittig im Einschnürbereich zu platzieren. Die Ergebnisse zeigen für die geprüften Temperaturen RT, 150°C , 250°C und 350°C , dass die r_θ -Werte nicht konstant sind und den Verlauf einer natürlichen Exponentialfunktion e^{-x} in Abhängigkeit des lokalen Umformgrads φ_{lok} annehmen. In **Abbildung 57a** ist beispielhaft der Verlauf der Flachzugversuche bei 250°C dargestellt. Auffällig ist, dass die ermittelten r_θ -Werte bei niedrigen Umformgraden von einer ausgeprägten Streuung betroffen sind, was in ähnlicher Form auch auf die anderen Prüftemperaturen zutrifft. Diese Streuung ist ab Umformgraden von 0,2 nahezu ausgeglichen und der Verlauf der r_θ -Werte endet in einem stationären Zustand (Sättigungsbereich). Hier beträgt die senkrechte Anisotropie $r_m \approx 1,14$ (Gl. 46) für die Versuche ab 150°C .

Die r_θ -Werte in Abhängigkeit des Umformgrads dienen der Modellierung des anisotropen Verfestigungsverhaltens in Form des HILL'48 Ansatzes. Daher ist in der vorliegenden Arbeit die Gl. 63 zur Approximation der r_θ -Werte entwickelt worden. Hierbei handelt es sich um eine numerische Näherungsgleichung ohne metallphysikalische Grundlage:

$$r_\theta(\varphi_{\text{lok}}) = (A_t \cdot \vartheta + A_1) \cdot e^{A_2(-\varphi_{\text{lok}} - A_3)} + A_4 + A_r \cdot \theta \quad . \quad \text{Gl. 63}$$

Die Parameter erfüllen den Zweck, die natürliche Exponentialfunktion in y -Richtung (A_1) und x -Richtung (A_2) zu strecken, sowie in x -Richtung (A_3) und y -Richtung (A_4) zu verschieben. Aus den Versuchsergebnissen wurde geschlossen, dass der Entnahmewinkel θ lediglich die Verschiebung der r_θ -Werte in y -Richtung bewirkt. Ebenso beeinflusste die Temperatur ϑ nur die Streckung in y -Richtung, weswegen die Parameter A_r und A_t mit θ und ϑ mit linearer Einflussnahme platziert wurden. Die Parameter in **Tabelle 10** sind über eine nicht-lineare Regression mittels Microsoft Excel für eine bestmögliche Näherung berechnet worden.

Tabelle 10: Parameter der Näherungsgleichung zur Berechnung der senkrechten Anisotropie

A_t	A_1	A_2	A_3	A_4	A_r
-0,001026	1,28	10,08	-0,04647	1,137	0,0005042

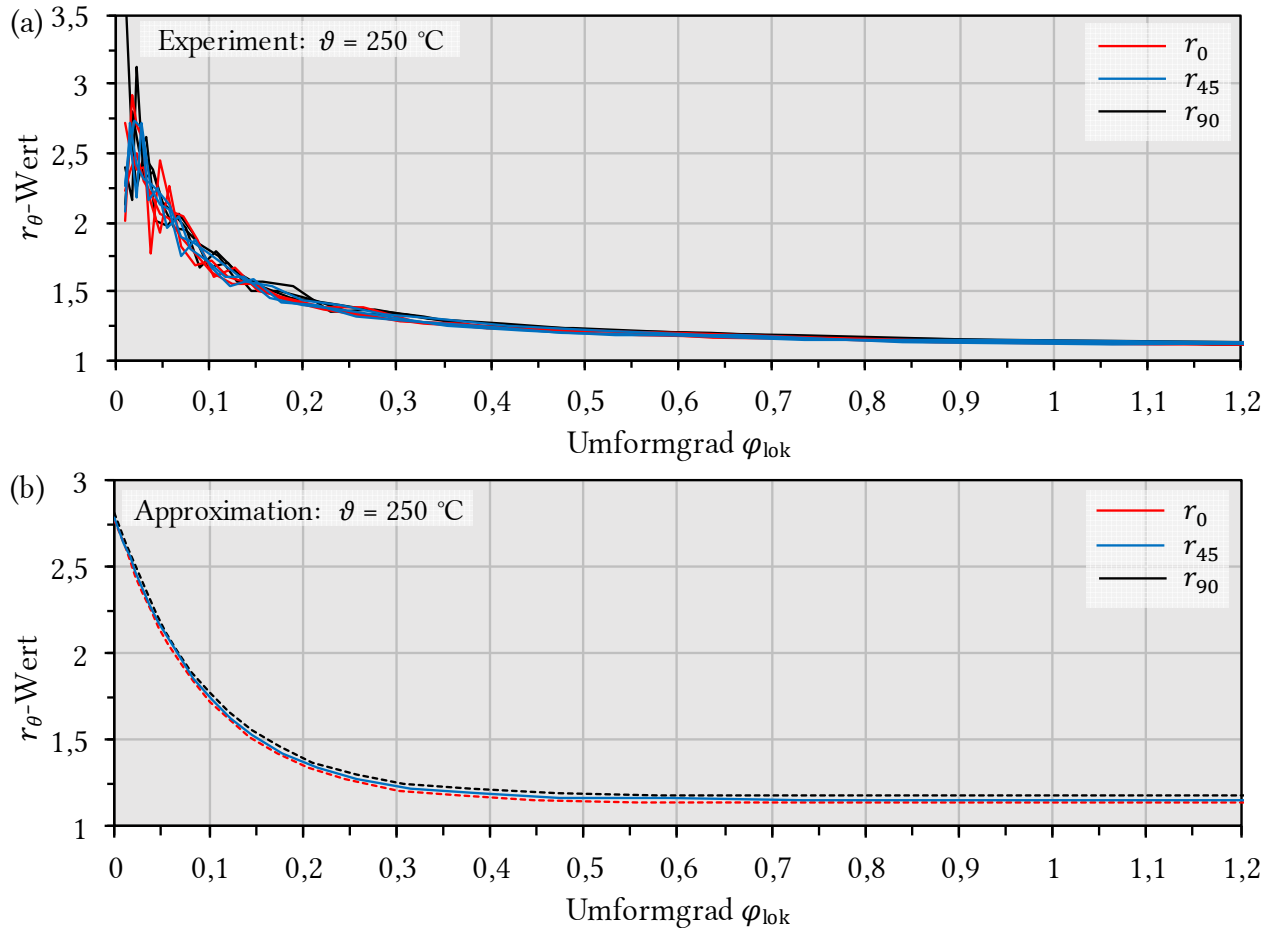


Abbildung 57: neun Kurvenverläufe der lokalen r_θ -Werte für Flachzugversuche bei 250 °C und dreifacher Belegung (a); trotz der großen Streuung im Anfangsbereich, zeigen die einzelnen Approximationen nur sehr geringe Abweichungen (b)

Die approximierten Kurven in **Abbildung 57b** zeigen, dass der UWS sehr ähnliche r_θ -Werte für die unterschiedlichen Entnahmerichtungen aufweist. Weil der Einfluss der Umformgeschwindigkeit sich vernachlässigbar klein zeigte, wurde die Regression ausschließlich mit den Flachzugversuchen bei 5 mm/s Traversengeschwindigkeit durchgeführt (vgl. **Abbildung 60**). In **Abbildung 58** ist die Approximation den experimentell ermittelten r_0 -Werten exemplarisch für alle Prüftemperaturen gegenübergestellt.

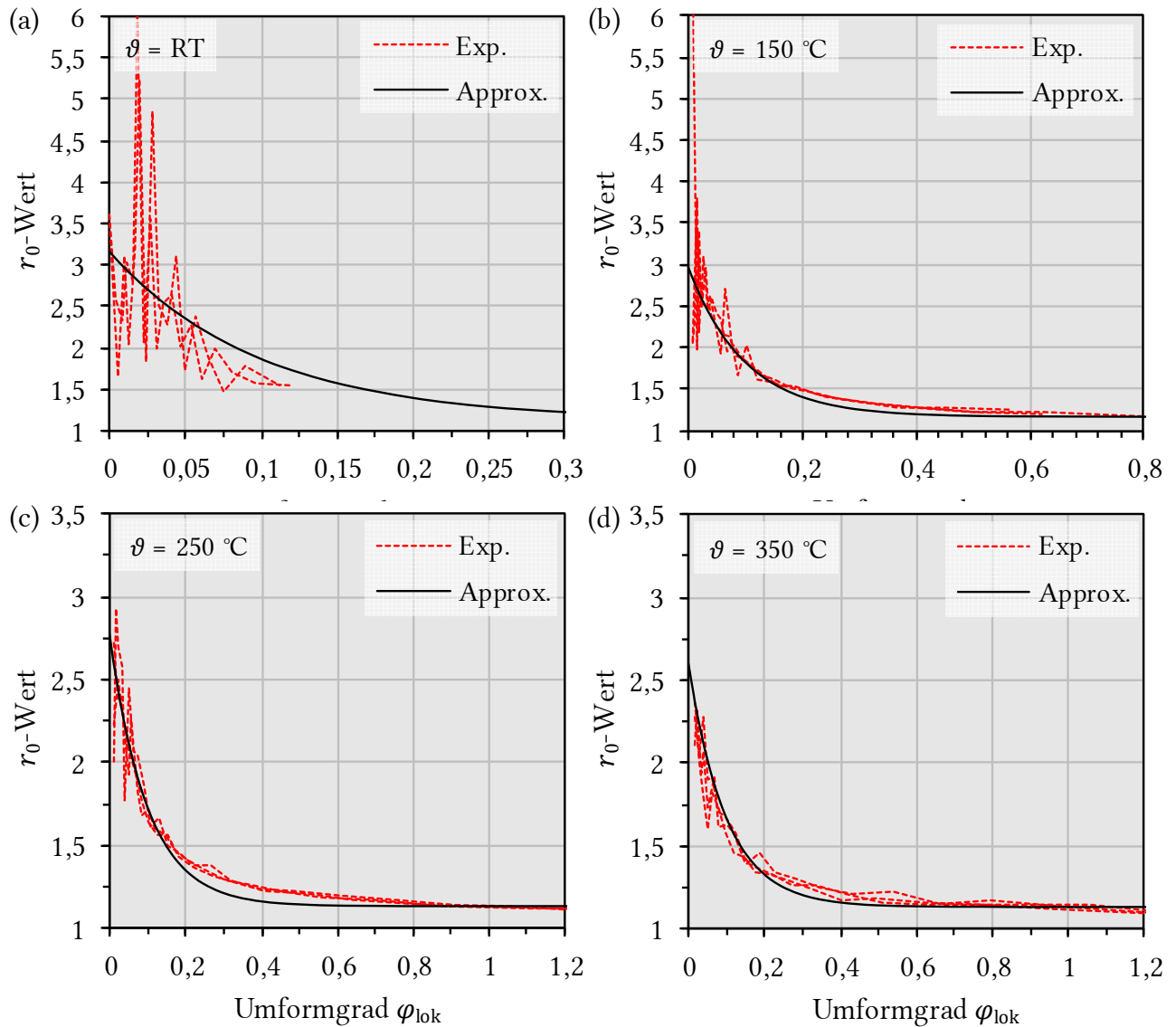


Abbildung 58: Darstellung der experimentell ermittelten, sowie approximierten r_0 -Werte für die Prüftemperaturen RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d)

Bei niedrigen Temperaturen nimmt die Messwertstreuung merklich zu. Gleichzeitig nimmt auch der Bruchumformgrad ab, weswegen die Approximation bei RT lediglich bis $\varphi = 0,1$ und bei 150 °C bis $\varphi = 0,8$ gültig ist. Allgemein wird die mittlere senkrechte Anisotropie r_m als Maß für die Tiefziehfähigkeit eines Blechwerkstoffes angesehen, wobei ein hoher Wert als vorteilhaft gilt. Ein hohes r_m drückt aus, dass der Werkstoff eine geringe Ausdünnung erfährt, sofern der Materialfluss in der Blechebene nicht durch Werkzeuge behindert ist [122]. Zu Beginn der Umformung liefert der UWS außergewöhnlich hohe r_m -Werte, die mit steigender Temperatur abfallen (**Abbildung 59a**). Von RT bis 350 °C nimmt r_m linear von 3,17 bis 2,63 ab. Für alle Versuche hat sich die Tendenz herauskristallisiert, dass $r_{90} > r_{45} > r_0$. Die Reihenfolge ist ein Hinweis darauf, dass der UWS eher in QR fließt als in WR.

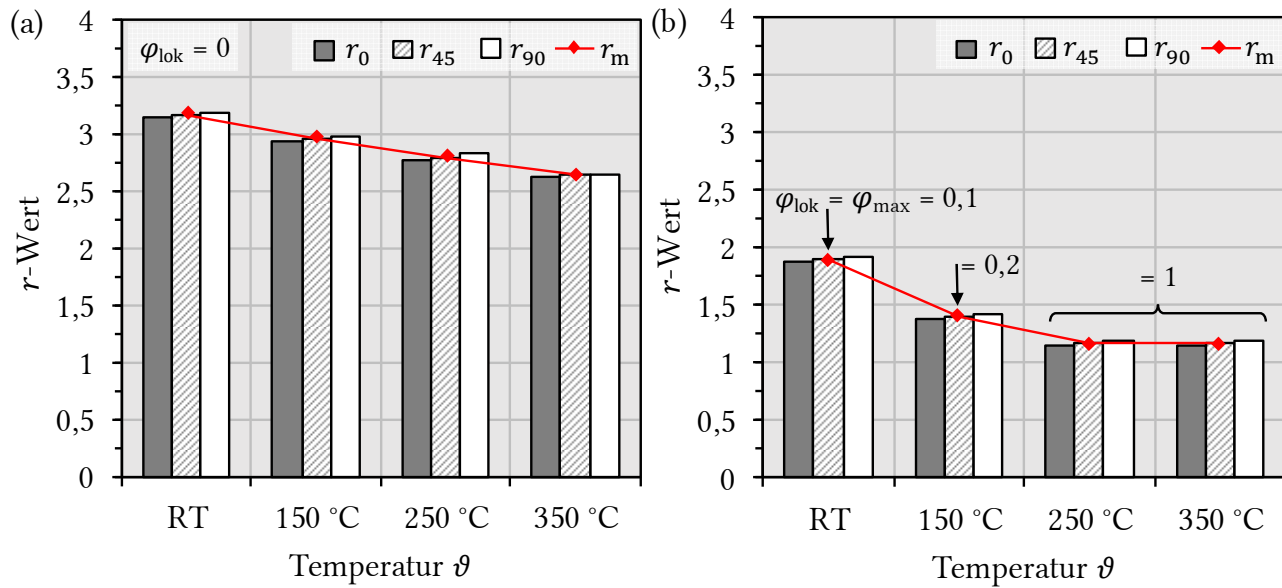


Abbildung 59: Darstellung der r -Werte, die zu Beginn der Umformung vorherrschen (a); im Sättigungsbereich bleiben die r -Werte konstant (b)

In **Abbildung 59b** ist eine Gegenüberstellung des sog. Sättigungsbereichs dargestellt, wobei die r -Werte am größten φ_{lok} innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Fließkurven verglichen wurden. Der Einfluss der Temperatur auf r_m ist bei 250 °C und 350 °C verschwunden. Bei RT und 150 °C ist ein höheres r_m zu erkennen, was aber daran liegt, dass der Bruchumformgrad so klein ist, dass die r -Werte den theoretischen Sättigungsbereich noch nicht erreicht haben. Es sei anzumerken, dass $r_m > 1$ für alle Versuche gültig ist, was gegen eine ungewollte Ausdünnung von Blechwerkstoffen ein wesentliches Kriterium ist [122]. Als weiterer wichtiger Kennwert der Blechumformung liefert die ebene Anisotropie Δr (Gl. 47) ein Maß für die Zipfeligkeit. Die Ergebnisse zeigen, dass Δr für alle Versuche zwischen 0 und 0,003 liegt. Weil dieser Wert nahe Null liegt, ist eine isotrope Umformung ohne Zipfelbildung möglich.

Weil im Schrifttum eine Abhängigkeit der r_θ -Werte von der Umformgeschwindigkeit postuliert wird [174, 184], wurden Flachzugversuche bei den drei Traversengeschwindigkeiten 0,2 mm/s, 5 mm/s und 20 mm/s durchgeführt. Das entspricht einer mittleren lokalen Umformgeschwindigkeit von $0,01 \text{ s}^{-1}$ bis 1 s^{-1} , analog zum Gültigkeitsbereich des zuvor beschriebenen kombinierten Fließkurvenansatzes. In **Abbildung 60** ist beispielhaft der r_0 -Wertverlauf für 250 °C aufgeführt, wobei $0,01 \text{ s}^{-1}$ und 1 s^{-1} jeweils mit der Umformgeschwindigkeit der approximierten Kurven $\dot{\varphi} = 0,25 \text{ s}^{-1}$ verglichen wird. In Übereinstimmung mit [185] ist zu erkennen, dass der Einfluss der Umformgeschwindigkeit vorliegt, jedoch äußerst gering ist. In der vorliegenden Arbeit nimmt diese Differenz bei niedrigen Temperaturen weiter ab. Diese Ergebnisse passen zu der temperaturabhängigen Dehnratenempfindlichkeit von AZ31, welche bei niedrigen Temperaturen abnimmt [133].

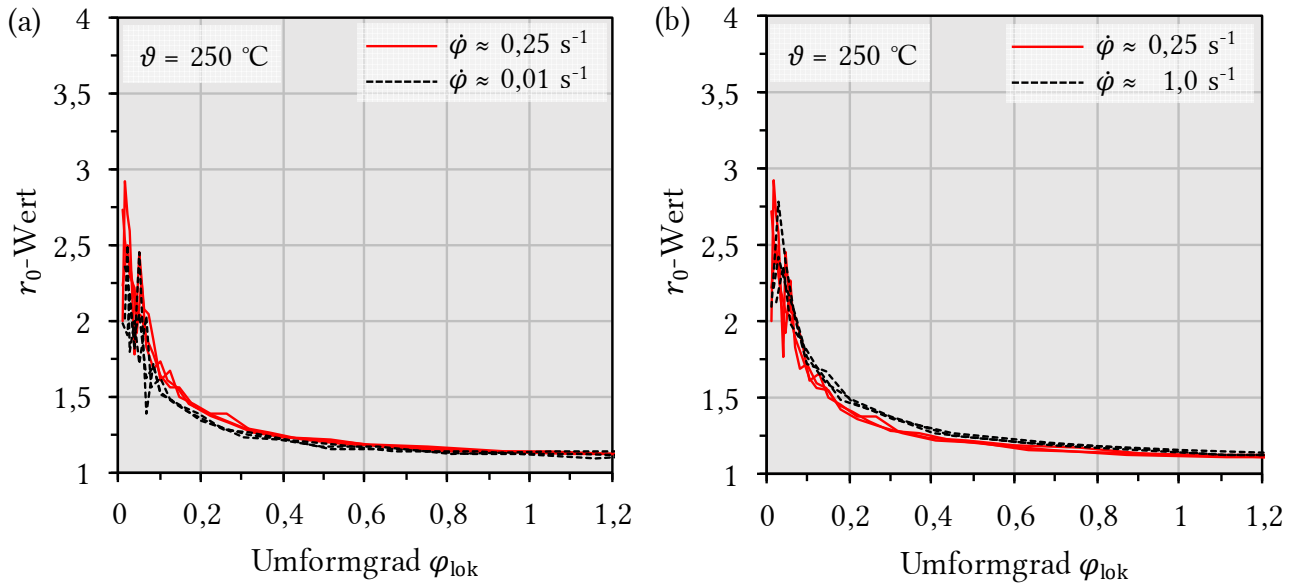


Abbildung 60: zur Klärung des Geschwindigkeitseinflusses wird die Unter- und Obergrenze des Gültigkeitsbereichs $0,01 \text{ s}^{-1}$ (a) und 1 s^{-1} (b) mit der Umformgeschwindigkeit der Approximation bei 250 °C ($0,25 \text{ s}^{-1}$) verglichen

Das ermittelte anisotrope Umformverhalten spiegelt die Ergebnisse der Texturanalyse des UWS wider. Sie zeigt, dass keine Vorzugsorientierung der kristallografischen Gleitebenen in der Blechebene vorliegt. Dadurch ist das Umformverhalten in der Blechebene nahezu isotrop und die ebene Anisotropie Δr nahe Null. Die Basaltextrur verursacht jedoch hohe r_θ -Werte, weil die Umformung in Blechdickenrichtung durch die mehrheitlich unvorteilhaft orientierten Kristallite behindert wird. Aus dem Schrifttum ist bekannt, dass sich die Textur während der Umformung ändert, um die Spannungen der auferlegten Beanspruchung durch plastische Deformation abbauen zu können [72, 79]. Die Abnahme von r_m mit zunehmendem Umformgrad bis in einen Sättigungsbereich ist folgerichtig, weil sich ein Gleichgewicht zwischen den verfügbaren Gleitsystemen, der Kristallverzerrung und der auferlegten Beanspruchung ausbildet. Zahlreiche Veröffentlichungen schildern jedoch den Anstieg der senkrechten Anisotropie in Abhängigkeit des Umformgrads [80, 85]. MEKONEN et al. [184] beschreiben das Erreichen eines Maximums im Bereich der Einschnürung, was ebenso in einem wesentlichen Widerspruch zu den vorliegenden Erkenntnissen steht.

Eine Gegenüberstellung der Dehnmessmethoden sowie der r -Wertbestimmung zeigte auf, dass die eingesetzte „Rückwärts-Analyseverfahren“ der vorliegenden Arbeit ein Novum darstellte. Der Unterschied liegt in der erstmaligen diskreten Betrachtung der r -Wertentwicklung. So wird er über das Verhältnis $\Delta\varphi_b$ zu $\Delta\varphi_s$ (lokale Umformgrade) für die Bildsequenzen s_i und s_{i-1} gebildet. D. h., sofern die lokale Umformgeschwindigkeit konstant ist, ändert sich lediglich das Verhältnis $\Delta\varphi_b$ zu $\Delta\varphi_s$, die Absolutwerte ändern sich jedoch nicht. Diese lokal aufgelöste Methodik ist ein Abbild der diskreten Berechnung in einer FEM-Simulation und wurde daher

als zielführendes Verfahren in der vorliegenden Arbeit eingeschätzt. Die genormte und weitverbreitete konventionelle r -Wertbestimmung hingegen lässt lediglich eine globale Betrachtung zu, da die r -Werte über die akkumulierten Umformgrade φ_b und φ_s berechnet werden. Zudem werden sie im Schrifttum oftmals gegen den Gesamtumformgrad aus dem Traversenweg aufgetragen. Der Vergleich in **Abbildung 61** zeigt die bedeutsamen Unterschiede im Ergebnis auf. Bei RT ist die Vergleichbarkeit der akkumulativ bestimmten r_0 -Werte mit der Literatur gegeben. Mit steigender Temperatur nähern sich die Ergebnisse der diskretisierten und akkumulativen Bestimmung zwar an, zeigen jedoch nach wie vor bedeutende Unterschiede auf (siehe **Abbildung 61b**).

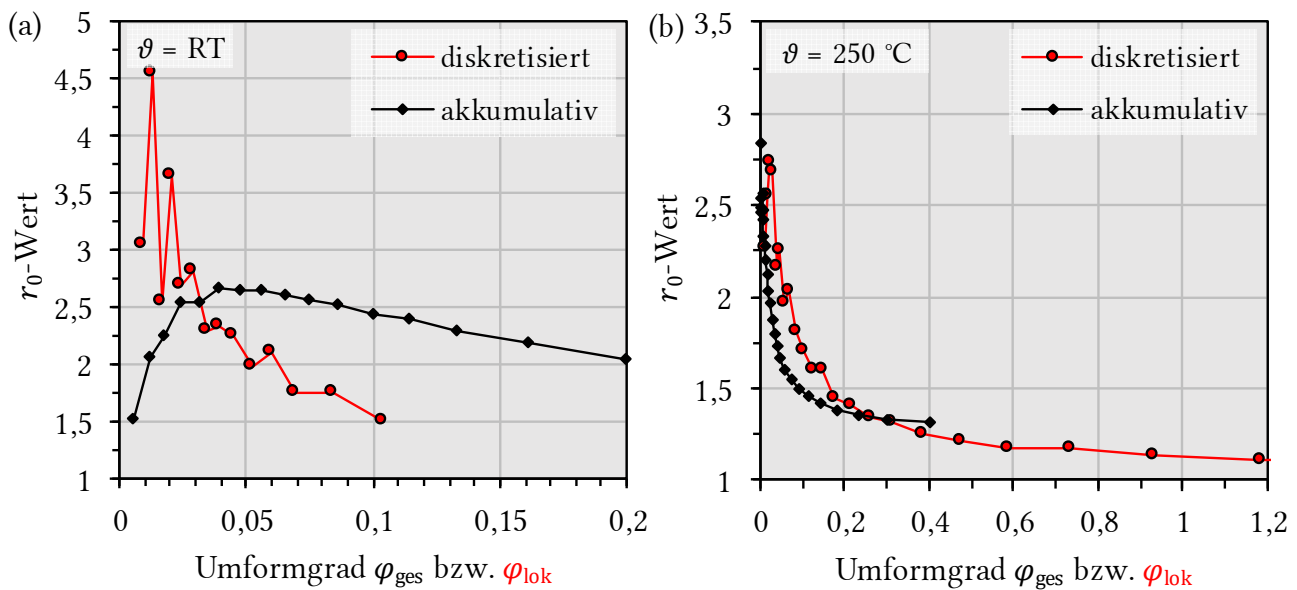


Abbildung 61: Vergleich der diskretisiert bzw. akkumulativ ermittelten r_0 -Wertverläufe für Flachzugversuche ($0,25 \text{ s}^{-1}$) bei RT (a) und 250 °C (b); die x -Achse stellt jeweils den lokalen Umformgrad aus der DIC-Analyse bzw. den Gesamtumformgrad über den Traversenweg dar

Generell divergieren die im Schrifttum veröffentlichten r -Werte für AZ31 stark. So ermittelten BANABIC und HUßNÄTTER [161] $r_0 = 1,93$, $r_{45} = 2,30$ und $r_{90} = 2,90$ für 1,3 mm AZ31 Blech in quasistatischen Zugversuchen bei RT. Das ergibt ein $r_m = 2,4$, was nur knapp unter den Ergebnissen des UWS bei k_{f0} liegt. Die ebene Anisotropie Δr hingegen ist hier 0,12 und deutet, im Gegensatz zum UWS, auf anisotropes Umformverhalten in der Blechebene. Die Autoren NAKA et al. [174] veröffentlichten gänzlich andere Befunde für 0,5 mm und 0,8 mm AZ31 Bleche, wo $r_m < 1$ im Temperaturbereich von 150 °C bis 300 °C ist. Das würde in der Blechumformung zur ungewollten lokalen Blechausdünnung führen. Ihre Ergebnisse entstammen den Dehnmesswerten eines Extensometers an Kreuzzugproben. Zudem zeigen die Autoren, dass r_m mit der Temperatur und Umformgeschwindigkeit ansteigt. In [184, 185] zeigen die Autoren MEKONEN et al. eine umgekehrte Tendenz, mit r_θ -Werten bei RT zwischen 1,5 und 3,5 und bei 200 °C zwischen 1 und 2,5. Diese Ergebnisse kommen denen der vorliegenden Arbeit sehr

nahe. Es sei anzumerken, dass die r_θ -Werte in [184, 185] auch mittels optischer Dehnungsanalyse an der Oberfläche von Flachzugversuchen bestimmt wurden.

Die dargelegten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und Vergleichswerte aus dem Schrifttum zeigen auf, dass die Absolutwerte der r -Werte stark von der eingesetzten Dehnmessmethode abhängen. Zudem beeinflusst die Gefügestruktur, vor allem aber die Textur, die r_m und Δr -Werte in hohem Maße.

6.2.2 Modellierung des anisotropen Verfestigungsverhaltens

In der vorliegenden Arbeit wurde die Methode umgesetzt, die Koeffizienten des HILL'48 Modells in Abhängigkeit der Temperatur und des Umformgrads in der FEM-Simulation zu implementieren. Die Approximation der senkrechten Anisotropie r_θ (Gl. 63) liefert die notwendigen Werte für die Koeffizienten des HILL'48 Modells in Abhängigkeit des Entnahmewinkels θ relativ zur WR durch Einsetzen in die Gl. 48 bis Gl. 52 (siehe **Abbildung 62**). Über die Subroutine uaniyld.f wird das Modell in die FEM-Simulation eingebunden. Damit wurden dem Solver zur Berechnung der Fließfläche und der lokalen Gradienten, das Fließpotential mit seinen partiellen Ableitungen als Funktion des CAUCHY-Spannungstensors $\vec{\sigma}$ im gekoppelten Schädigungsmodell zur Verfügung gestellt (siehe Anhang PS-40).

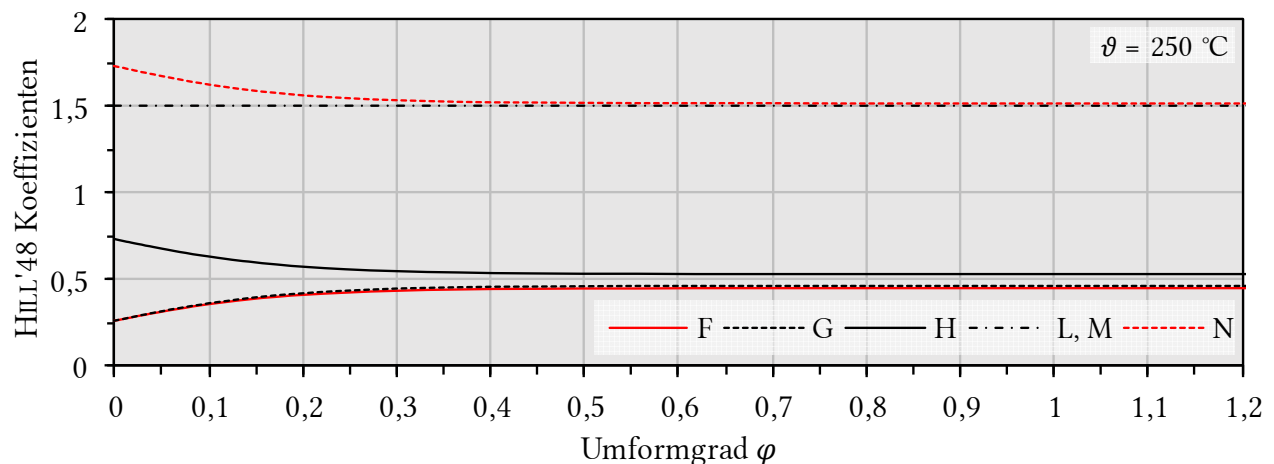


Abbildung 62: Verlauf der HILL'48 Koeffizienten in Abhängigkeit des Umformgrads bei 250 °C

Sofern die WR im Modell definiert ist, liegt die Normalspannung σ_1 in simufact.forming parallel zur WR. Wie in **Abbildung 63** dargestellt, liefert das Fließpotential nach HILL'48 mit erweiterten Parametern die dynamischen Fließflächen und kann das experimentell ermittelte anisotrope Verfestigungsverhalten abbilden. Der dritte Quadrant der Fließortkurven ist nicht mitabgebildet, weil biaxiale Druckbeanspruchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht evaluiert wurden. In **Kapitel 5.3.2** (S. 75ff) sind die Argumente dafür erörtert.

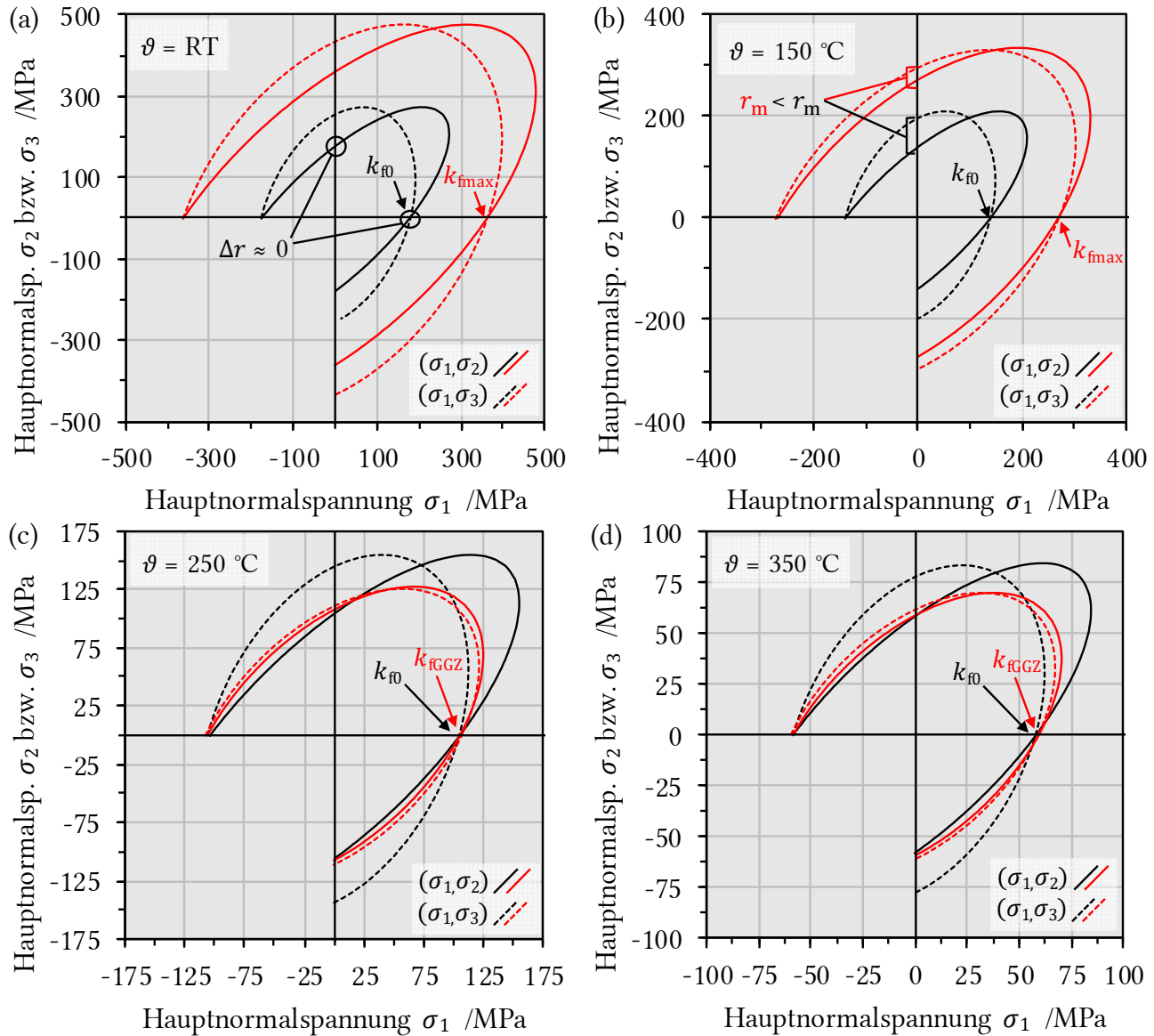


Abbildung 63: Fließortkurven nach der Parametrisierung aus Flachzugversuchen ($0,25 \text{ s}^{-1}$) bei RT (a), 150°C (b), 250°C (c) und 350°C (d); die Darstellung bezieht sich jeweils auf die (σ_1, σ_2) - und (σ_1, σ_3) -Betrachtungsebene; die Fließorte sind in Abhängigkeit der Fließspannungen k_{f0} , k_{fmax} bzw. k_{fGGZ} gezeichnet (schwarz/rot)

Im Folgenden gilt $\sigma_1 \parallel \text{WR}$, $\sigma_2 \parallel \text{QR}$ und $\sigma_3 \parallel \text{NR}$. **Abbildung 63a/b** ist zu entnehmen, dass die Fließfläche mit zunehmender Fließspannung von k_{f0} zu k_{fmax} expandiert wird. Der direkte Vergleich zwischen den Fließflächen in der (σ_1, σ_2) - und (σ_1, σ_3) -Betrachtungsebene zeigt, wie die r_m -Werte in Kombination mit $\Delta r \approx 0$ die Gestalt der Fließflächen beeinflussen und damit das Fließverhalten numerisch definieren. Das nahezu isotrope Fließverhalten in der Blechebene wird trefflich abgebildet, da die Fließfläche die σ_2 -Achse stets nur wenige MPa höher als die σ_1 -Achse schneidet (siehe Markierung in **Abbildung 63a**). Das trifft für alle Temperaturen von RT bis 350°C zu, unabhängig ob k_{f0} , k_{fmax} oder k_{fGGZ} die Vergleichsspannung in der Fließbedingung repräsentiert.

Die hohe senkrechte Anisotropie bedeutet numerisch, dass das Fließen in Blechdickenrichtung erschwert wird, indem die vorherrschende Fließspannung im Vergleich zu den anderen Raumrichtungen groß ist. In **Abbildung 63b** ist dieser Unterschied in der (σ_1, σ_3) -Betrachtungsebene markiert. Es ist zu erkennen, dass die Fließfläche die σ_3 -Achse bis zu 100 MPa höher schneidet. Dieser Effekt nimmt ab, wenn r_m kleiner wird. Das macht sich besonders bei 250 °C und 350 °C bemerkbar, weil r_m bei hohen Umformgraden (k_{fGGZ}) nahe 1 liegt und sich nahezu isotrop in alle drei Raumrichtungen umformen lässt (vgl. **Abbildung 59b**).

6.3 *In situ* Deformations- und Schädigungsmechanismen

Im folgenden Kapitel werden die in Erscheinung getretenen mikromechanischen Mechanismen während der *in situ* REM Untersuchungen diskutiert. Die Deformationsmechanismen werden in Zusammenhang mit den Belastungszuständen an der Blechoberfläche gebracht. Mithilfe der numerischen Simulation ist der reelle Verlauf des Triaxialitätsfaktors und des Lodeparameters während der Belastung der Mikrozugproben ermittelt worden. Zuletzt gilt es, die Texturentwicklung mit den Beobachtungen zu assoziieren und die Bruchflächencharakteristika zu identifizieren.

6.3.1 Spannungszustand der Mikrozugproben

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete Geometrie der Mikrozugproben ist mithilfe von Beispielen aus dem Schrifttum [100, 101, 146] ausgelegt worden (siehe **Abbildung 30**, S. 68). Zur Einschätzung des durch die Geometrie erreichten Spannungszustands wurden jeweils drei Punkte in die FEM-Modelle integriert (siehe **Abbildung 43**, S. 87). Die numerisch ermittelten Triaxialitätsfaktoren am Ort der verfolgten Punkte für die gekerbten Mikrozugproben bei 100 °C und 200 °C beginnen alle mit $\eta = 0,5$ (**Abbildung 64a**). Das passt zu den Ergebnissen von TENG et al. [253]. Mit zylindrischen Kerbzugproben erreichen die Autoren BAO et al. [146] $\eta = 0,6$ und die Autoren SELVARAJOU et al. [101] $\eta = 0,9$. Beide Autoren zeigen auf, dass η mit zunehmendem Verhältnis des Kerbradius zur Messbereichslänge steigt. Mit den eingesetzten flachen Kerbzugproben sind nicht ganz so hohe η -Werte möglich, weil der Kerbradius lediglich zweiseitig und nicht zylindrisch wirkt [253]. Weiterhin ist bekannt, dass η mit zunehmender Dehnung nicht konstant bleibt. Hierzu tragen die lokale Verfestigung des Werkstoffs sowie geometrische Änderung aufgrund der Umformung des Probenkörpers bei. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen einen temperaturunabhängigen Verlauf von η . Weil der Bruchumformgrad bei 200 °C jedoch wesentlich höher ist, konnte auf diese Weise auch der Einfluss der dynamischen Entfestigung analysiert werden. Für die Punkte P1 und P2 bewirkt sie in Kombination mit der Einschnürung den Anstieg von η . Davon ausgeschlossen ist der Punkt P3, welcher aufgrund der vertikalen Entfernung zum gekerbten Messbereich eher einen

Spannungszustand mit behinderter Querdehnung erfährt. Aufgrund der Einschnürung im gekerbten Bereich der Mikrozugprobe nimmt die lokale Dehnung in P3 mit steigender Gesamtdehnung ab.

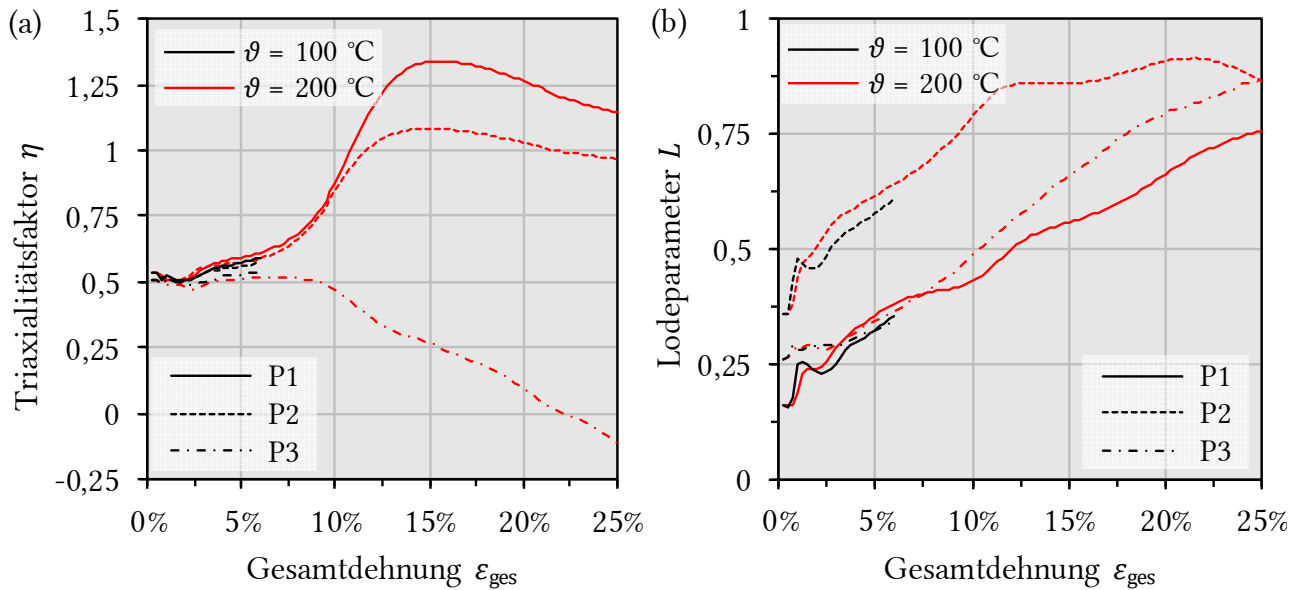


Abbildung 64: Ergebnis der Punktverfolgung P1-P3 für die gekerbten Mikrozugprobenkörper; der Verlauf des Triaxialitätsfaktors η (a) und des Lodeparameters L (b) ist jeweils in Abhängigkeit der Gesamtprobendehnung dargestellt

Bei der Einschätzung des Spannungszustands ist es gerade für die Schädigungsentwicklung unerlässlich, den Lode-Parameter L mit in Betracht zu ziehen [147, 150]. Die L -Werte zwischen 0,25 und 1 in Kombination mit den hohen η -Werten deuten auf die Spannungszustände der ebenen Dehnung bis zur biaxialen Zugspannung (vgl. **Tabelle 3**, S. 33). Die ebene Dehnung stellt den kritischen Spannungszustand in der Blechumformung mit den geringsten Grenzformgraden dar. Zudem begünstigen biaxiale Zugspannungen die Mechanismen der duktilen Schädigung, weswegen gekerbte Zugproben bekanntlich früh versagen [140]. Sowohl für 100 °C als auch 200 °C steigt L an P1-P3 der gekerbten Mikrozugproben mit zunehmender Dehnung stetig an (**Abbildung 64b**). Der L -Wertverlauf der Punkte P1 und P3 ist ähnlich, weil diese deckungsgleich auf der Belastungsachse liegen. An den Punkten P1-P3 herrscht lediglich bis zu einer Gesamtdehnung von $\epsilon_{\text{ges}} = 5\%$ der gleiche Spannungszustand.

Im Vergleich zu den gekerbten Mikrozugproben liefern die Mikrozugproben für den einachsigen Zug wesentlich konstantere η - und L -Werte bis zu $\epsilon_{\text{ges}} = 30\%$ (siehe **Abbildung 65**). Hier ist $\eta = 0,32\text{--}0,35$ und $L = -1$, was eindeutig den Spannungszustand des einachsigen Zugs abbildet (vgl. **Tabelle 3**, S. 33). Dieser kann ohne die Einkerbung im Messbereich wesentlich länger aufrechterhalten werden. Bis zu $\epsilon_{\text{ges}} = 30\%$ unterscheidet sich der Spannungszustand in P1-P3 nur unwesentlich. Analog der gekerbten Zugprobenkörper hat die Temperatur in den

Mikrozugproben für den einachsigen Zug keinen Einfluss auf den Verlauf des Spannungszustands. Ab $\varepsilon_{\text{ges}} = 30\%$ tritt die Einschnürung ein und die Verläufe von η und L weisen dasselbe Verhalten wie die gekerbten Mikrozugproben auf. Sie erreichen jedoch nicht die gleichen Absolutwerte.

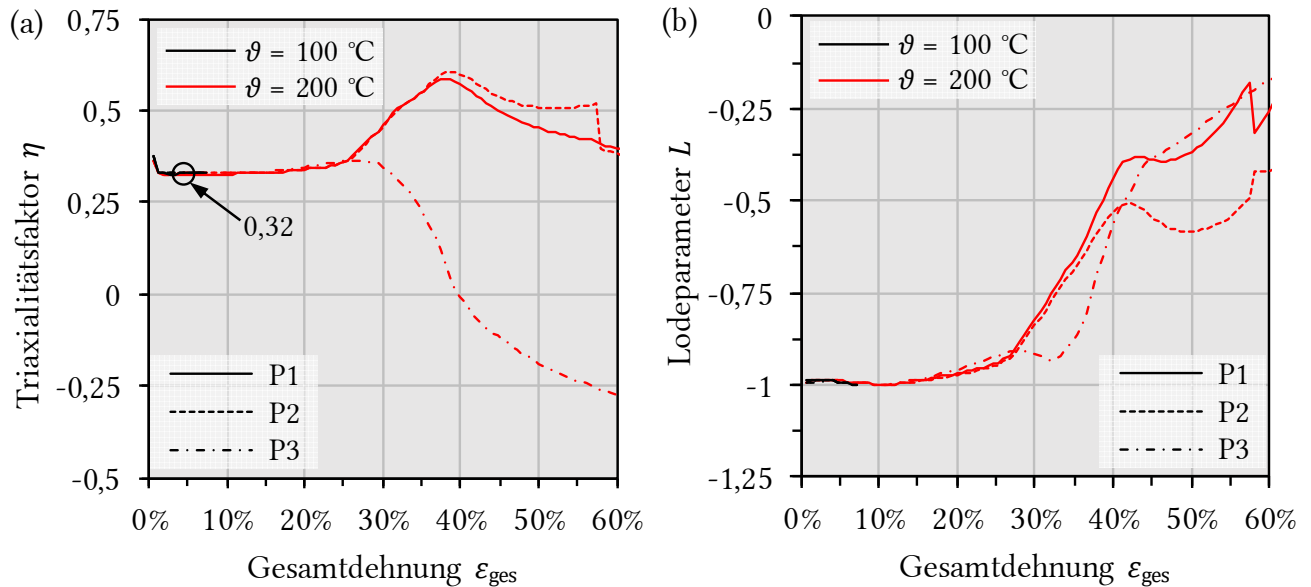


Abbildung 65: Ergebnis der Punktverfolgung P1-P3 für die Mikrozugprobenkörper des einachsigen Zugs; der Verlauf des Triaxialitätsfaktors η (a) und des Lodeparameters L (b) ist jeweils in Abhängigkeit der Gesamtprobendehnung dargestellt

Theoretisch gilt für den reinen Scherspannungszustand $\eta = 0$ und $L = 0$ [149]. Aus den dargestellten Verläufen in **Abbildung 66** ist erkenntlich, dass die Scherzugprobenkörper der vorliegenden Arbeit diesen Spannungszustand nur annähernd abbilden können. Mit $\eta = 0,1$ ist der reale Spannungszustand gleich der Scherzugprobenkörper nach TENG et al. [253]. Der Versatz s ist der Traversenweg, der im Messbereich die Scheranteil definiert (siehe **Abbildung 67**). Bis zu einem $s = 0,5\text{ mm}$ ist der Spannungszustand der Scherung konstant. Wie die Autoren QING et al. [254] schildern, sind Scherzugproben von einer inhomogenen Verteilung des Spannungszustands betroffen. Dies spiegelt sich in den vorliegenden L -Werten wider. Die Temperatur hat im Gültigkeitsbereich des Fließkurvenansatzes keinen Einfluss auf den Spannungszustand.

Mit zunehmendem Versatz der Scherzone nähert sich der Spannungszustand dem Spannungszustand des biaxialen Zugs an. Dies wird durch die Rotation der Scherzone ausgelöst, wodurch der belastete Querschnitt senkrecht zur Beanspruchungsrichtung größer wird und Scherspannungen zunehmend durch Zugspannungen ersetzt werden (vgl. **Abbildung 67**). Wie in [146] dargelegt, kann diesem Effekt durch eine größere Probenabmessung und einer ausgedünnten Scherzone entgegengewirkt werden. In der vorliegenden Arbeit ist der UWS mit 1,0 mm Dicke jedoch zu dünn für diese Maßnahmen.

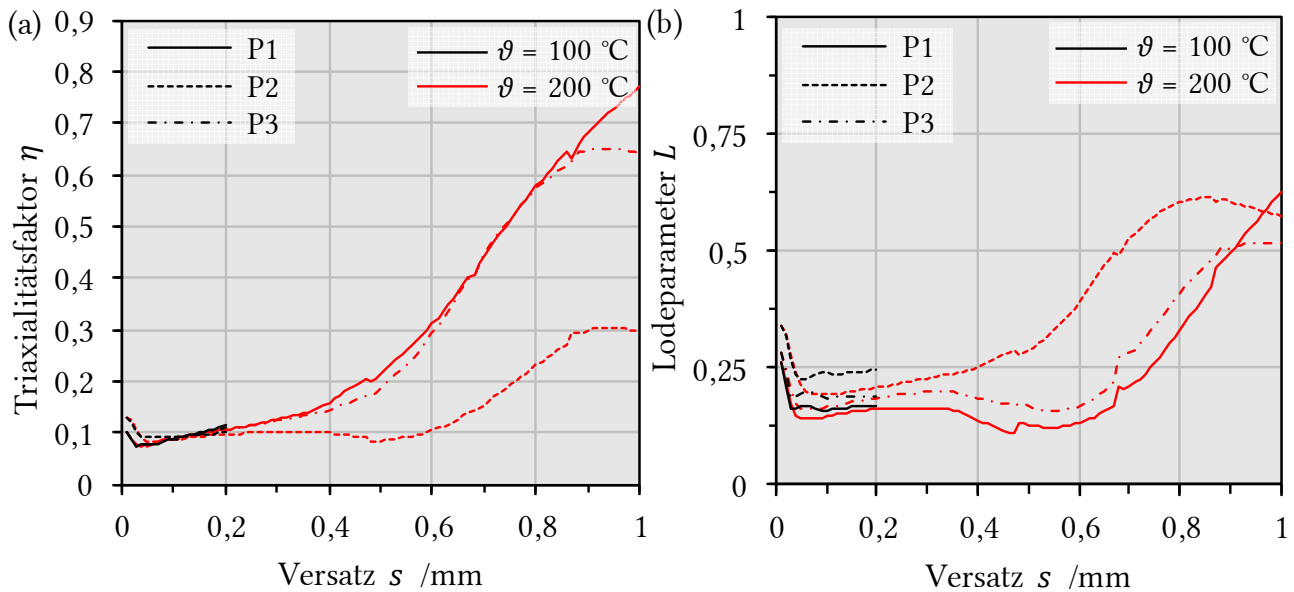


Abbildung 66: Ergebnis der Punktverfolgung P1-P3 für die Scherzugprobenkörper; der Verlauf des Triaxialitätsfaktors η (a) und des Lodeparameters L (b) ist jeweils in Abhängigkeit des relativen Versatzes s dargestellt

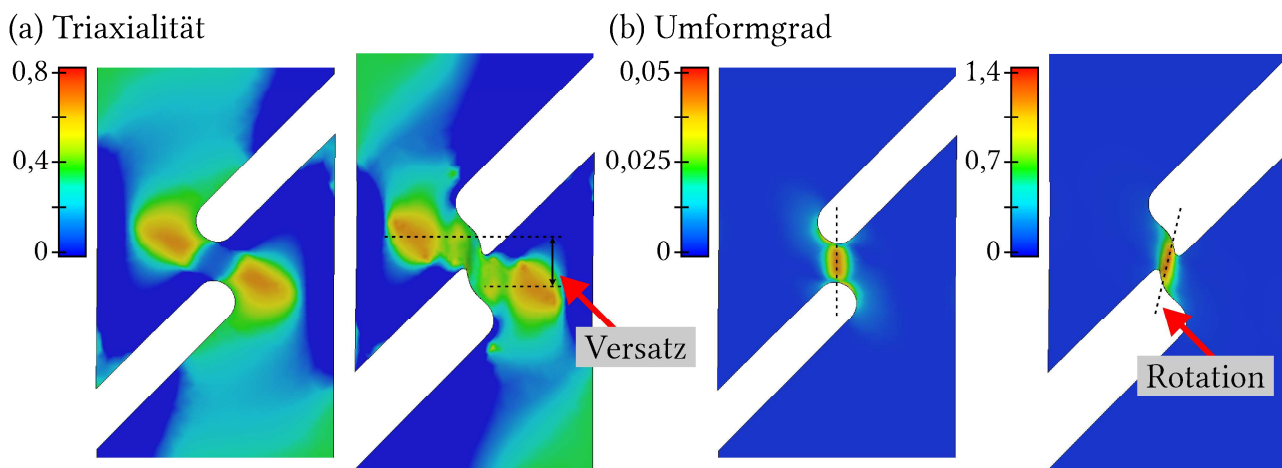


Abbildung 67: Ergebnisdarstellung der FEM-Simulation des Scherzugprobenkörpers für einen Versatz von 0,1 mm und 1 mm; Betrachtet werden jeweils der lokale Triaxialitätsfaktor (a) sowie der Umformgrad (b)

6.3.2 Mikromechanische Mechanismen

Durch die rasterelektronenmikroskopische Beobachtung von polierten Mikrozugproben während der Umformung, ist die Aktivität verschiedener Umformmechanismen qualitativ analysiert worden. Es sei anzumerken, dass die identifizierten mikromechanischen Mechanismen an der Probenoberfläche nicht denselben mechanischen Bedingungen unterliegen, wie solche innerhalb des Probenkörpers. Die beobachtete Oberfläche stellt eine schubspannungsfreie

Grenzfläche dar. Im unbelasteten Zustand hat die Probenoberfläche ein dunkelgraues Erscheinungsbild mit gleichmäßig verteilten Teilchen der zweiten Phase. Korngrenzen sind in diesem Zustand nicht erkennbar. Die Teilchen zweiter Phase haben eine Größe zwischen $0,5\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$ und sind gut durch ihren helleren Kontrast zu erkennen (vgl. **Kapitel 4**, S. 55).

Weil sich die beobachteten Mechanismen für die gekerbten Mikrozugproben und Mikrozugproben des einachsigen Zugs nicht unterschieden haben, gelten die Ergebnisse im Folgenden für beide Spannungszustände. Wie in **Abbildung 68** für eine Zugprobe bei $150\ ^\circ\text{C}$ dargestellt, können die Mikrostrukturverzerrung, die Kornneuorientierung durch GBS und die Gleitlinien durch Versetzungsgleiten eindeutig identifiziert werden, sobald die Umformung eintritt. Durch die Verfolgung einzelner Partikel (rote Kreise in **Abbildung 68**) konnte die Entwicklung bestimmter Korngruppen in Abhängigkeit des auferlegten Umformgrads beobachtet werden. Anhand des Kraftabfalls in den ermittelten Kraft-Weg-Daten wurden die *in situ* Einzelaufnahmen dem Gesamtumformgrad der Probe zugeordnet (**Abbildung 31**, S. 70).

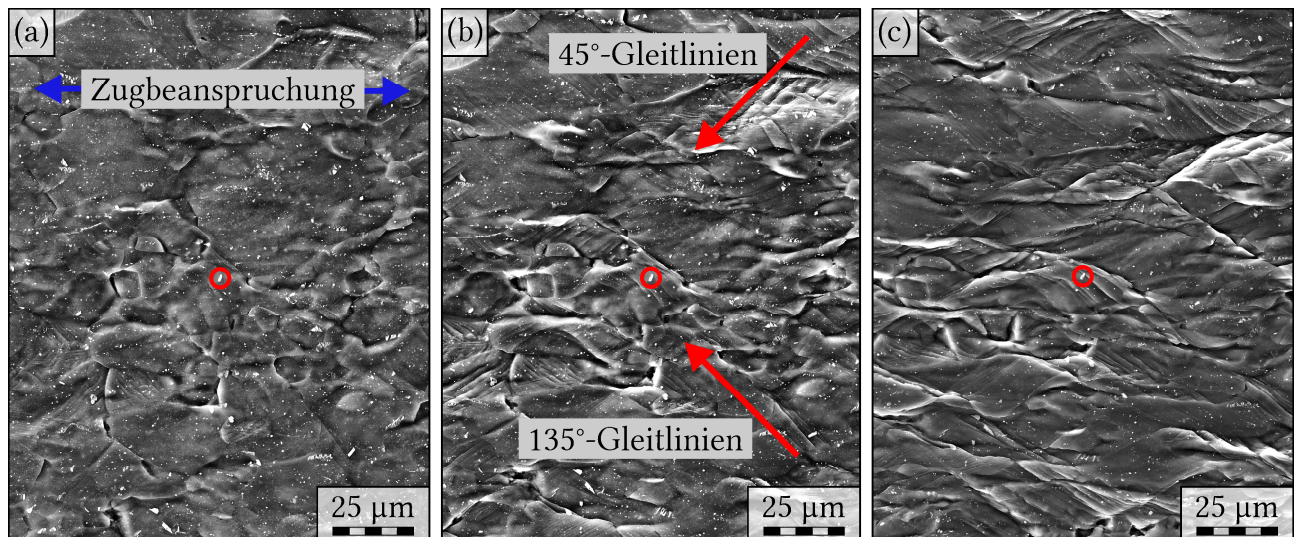


Abbildung 68: Oberfläche einer bei $150\ ^\circ\text{C}$ belasteten Zugprobe (Beanspruchungsrichtung durch blaue Pfeile gekennzeichnet, verfolgtes Partikel rot eingekreist); die Gesamtumformgrade der Probe entsprechen 0,25 (a), 0,35 (b) und 0,45 (c)

Durch GBS werden die Korngrenzen sichtbar. Die Verschiebung der Korngrenzen führt zu leichten Höhenunterschieden, welche als Topographiekontrast im REM detektiert wurden [51]. Wie in **Abbildung 68b** gezeigt, tritt die Mikrostrukturverzerrung in Form einer Streckung entlang der Belastungsrichtung auf. Zugleich werden Gleitlinien überwiegend in einem Winkel von 45° und 135° zur Belastungsrichtung sichtbar. Insbesondere bei RT und $150\ ^\circ\text{C}$ konnten diese Beobachtungen für mehrere Körner so deutlich gemacht werden. Im Vergleich zu höheren Temperaturen ist hier der Mechanismus des Versetzungsgleitens deutlich aktiver als GBS (vgl. **Abbildung 71**). In einer ähnlichen Studie von DABIAO et al. [255] mit Magnesium AZ31

bei RT wurde besonderes Augenmerk auf inhomogene Umformgradverteilungen gelegt, welche die Verzerrung von einzelnen Körnern verursachen. Das kommt den Beobachtungen der vorliegenden Arbeit sehr nahe, da die hochaufgelöste DIC Analyse offenbarte, dass nicht alle Körner an der Oberfläche deformiert werden. Beim Vergleich der aktiven und inaktiven Körner zur Ausgangstextur, wie in **Abbildung 69**, wurde festgestellt, dass basal-orientierte Körner zumeist nicht an der Umformung beteiligt sind. Weil diese Kristallite ungünstig zur Beanspruchungsachse (WR) orientiert sind, dominiert hier das GBS. Auch wenn die *in situ* Zugversuche bspw. bei 350 °C bis zu einer Stunde gebraucht haben, gab es keine Anzeichen von Kornwachstum.

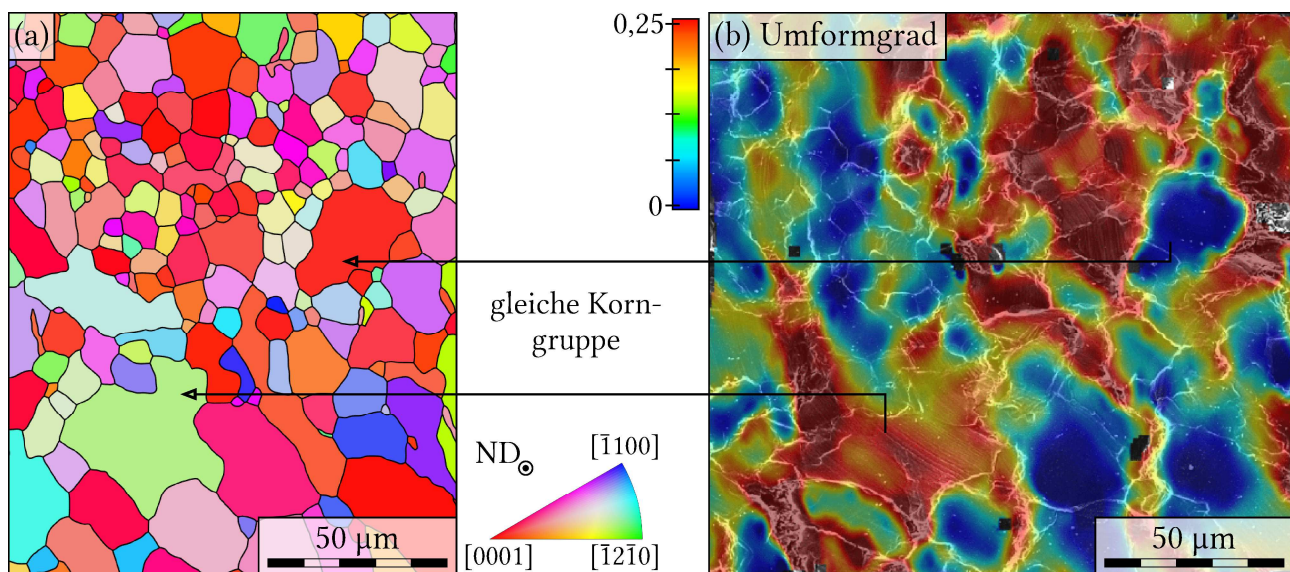


Abbildung 69: Vergleich der Kornorientierungen einer analysierten Korngruppe vor der *in situ* Zugprüfung (a) und mit der lokalen Umformgradverteilung mittels DIC während der *in situ* Zugprüfung (b); die EBSD Messung ist im Vergleich zur DIC Messung (0,33 Gesamtumformgrad bei 350 °C) nicht durch die Umformung verzerrt

Aus dem Schrifttum ist bekannt, dass die Umformmechanismen in einem Korn nicht nur von der zugehörigen Orientierung, sondern auch von der Orientierung der benachbarten Körner abhängig ist [40, 256]. Zudem sind inaktive Körner von Bereichen großer Umformung umgeben, wodurch Spannungen hinreichend abgebaut werden können und lokale Schädigung vermieden wird. In [256–258] wird für Mg-Legierungen anhand von REM-Untersuchungen aufgezeigt, dass bei der Dehnungsmessung an freien Oberflächen große Scherbänder über mehrere Körner hinweg auftreten. SANDLÖBES et al. [259] zeigen, dass diese Scherbänder in Mg schon bei geringen Umformgraden aktiviert werden und stark inhomogene Umformgradverteilungen verursachen. In Untersuchungen von WANG et al. [258] führten Ansammlungen von Körnern mit ähnlicher Basalorientierung Hauptauslöser von Dehnungslokalisierungen. Ferner ist die oberflächennahe Mikrostruktur von einer bimodalen Korngrößenverteilung betroffen, was die homogene Umformgradverteilung zusätzlich erschwert.

Erwartungsgemäß weist das Erscheinungsbild deformierter Scherzugproben andere charakteristische Merkmale als das der einfachen Zugbeanspruchung auf (**Abbildung 70**). Gleichmäßig verteilte Gleitlinien bilden sich parallel zur Scherzugrichtung aus. Zugleich werden die einzelnen Körner in einem Winkel von 45° zur Scherzugrichtung verzerrt. Dass der Spannungszustand der Scherung lediglich zu Beginn der Belastung konstant ist (siehe **Kapitel 6.3.1**, S. 113), zeigte sich auch in den *in situ* Untersuchungen. In **Abbildung 70c** ist bereits erkennbar, dass sich die Gleitlinien bei hohem relativem Versatz der Scherzonen sukzessive von der Beanspruchungsachse weg neigen. Auch die verzerrten Körner rotieren weiter (45° – 30° – 20°), bis sie parallel zur Beanspruchungsachse vorliegen. Besonders bei hohen Verformungen bei 250°C und 350°C endet die Rotation der Körner parallel zur Belastungsrichtung, ähnlich des Erscheinungsbilds in **Abbildung 68c**.

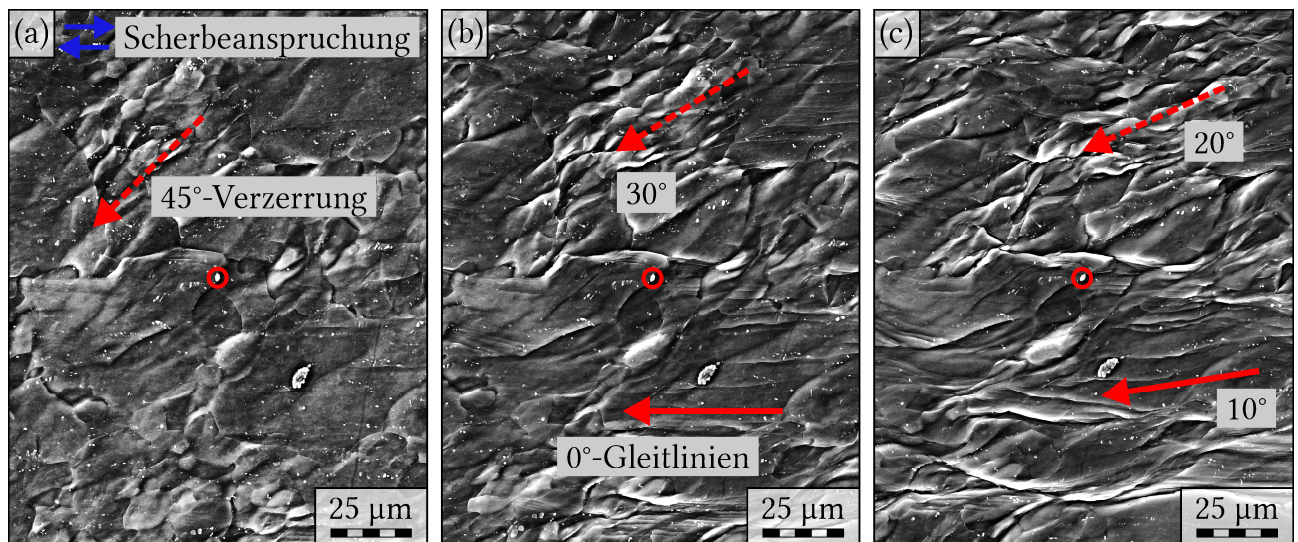


Abbildung 70: Oberfläche einer bei 150°C belasteten Scherzugprobe (Scherzugrichtung durch blaue Pfeile gekennzeichnet, verfolgtes Partikel rot eingekreist); der relative Versatz der Scherzone beträgt 0,5 (a), 0,8 (b) und 1 (c)

Verformungszwillinge sind in den vorliegenden Untersuchungen nicht identifiziert worden. Die Ergebnisse von XI et al. [260] und WANG et al. [258] zeigen auf, dass linsenförmige Kontrastunterschiede, ähnlich denen in lichtmikroskopischen Aufnahmen, ein Zeichen dafür sein können. Wie in [258, 260], ist die eindeutige Identifizierung von Zwillingssystemen mit *in situ* EBSD Messungen möglich. Zudem liegt die Belastungsrichtung stets senkrecht zu den Elementarzellen der scharfen Basalttextur. Die Schmidfaktoren der prismatischen und pyramidalen Gleitsysteme sind aufgrund ihrer günstigen Orientierung dann sehr hoch, was die Bildung von Zwillingen unwahrscheinlich macht. Gerade bei erhöhten Temperaturen, was den Großteil dieser Untersuchung ausmacht, ist die Aktivität der kristallografischen Gleitung der Zwillingbildung überlegen. Dass sich die Orientierung von Gleitlinien innerhalb eines Kornes einmal ändert, konnte auch vereinzelt festgestellt werden. WANG et al. [261] belegen, dass

solche Erscheinungen auf die Aktivität mehrerer Gleitsysteme in einem Korn zurückzuführen sind.

Die Erscheinungen von GBS und Gleitlinien zeigten eine eindeutige Abhängigkeit von der Temperatur (siehe **Abbildung 71**). GBS beginnt als erster Umformmechanismus, welcher die Oberflächentopografie erkennbar verändert. GBS trägt nachweislich bereits bei RT zum Gesamtumformgrad bei und nimmt linear mit steigender Temperatur zu [48–50]. Die Temperaturabhängigkeit ist in **Abbildung 71a–d** zu sehen, wo steigende Temperaturen die Aktivität und damit den Beitrag von GBS zur Umformung im Gegensatz zum Versetzungsgleiten erhöhen. Infolgedessen verringert die ansteigende Temperatur auch das Auftreten von Gleitlinien (**Abbildung 71e–h**).

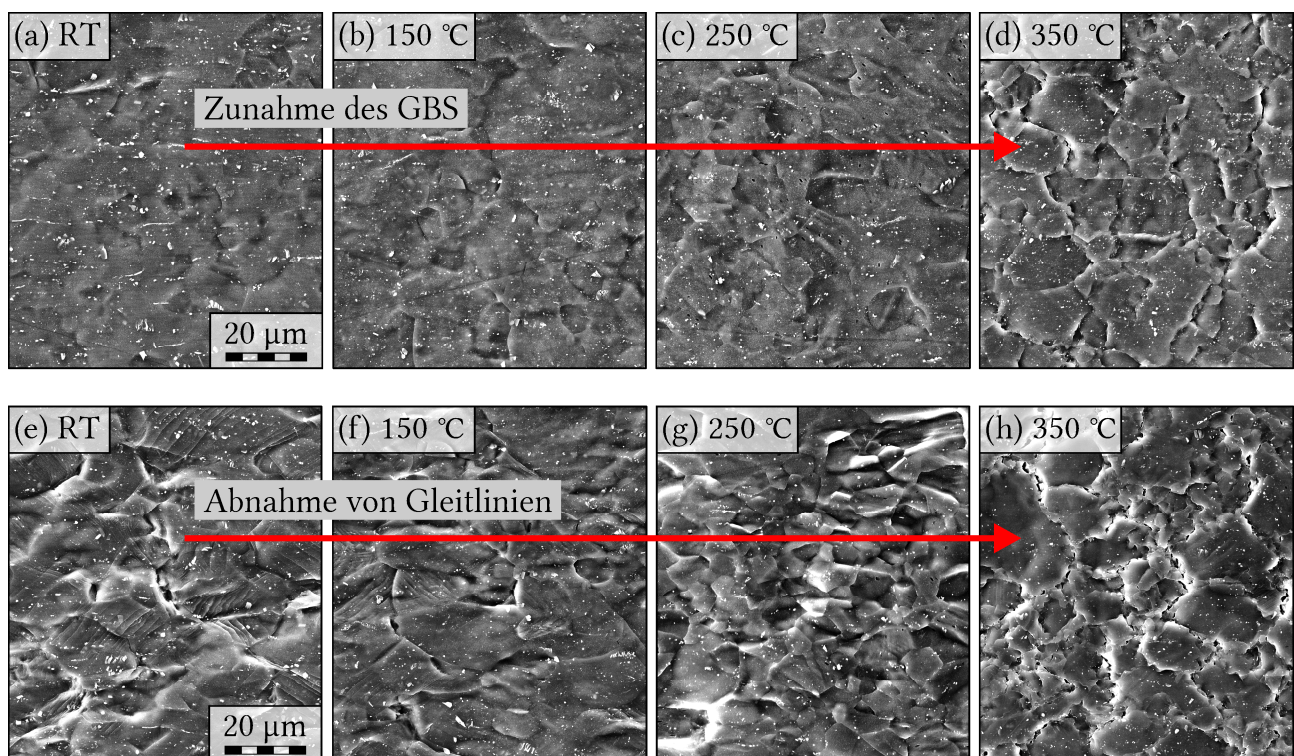


Abbildung 71: einachsige Zugproben bei $\varphi = 0,1$ (Zugrichtung horizontal): Zunahme der GBS-Aktivität von RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) bis 350 °C (d); bei $\varphi = 0,26$: geringere Erscheinung von Gleitlinien von RT (e), 150 °C (f), 250 °C (g) bis 350 °C (h)

Zu ähnlichen Ergebnissen kommen KOIKE et al. [51], die aufzeigen, dass scharfe Absätze in der Oberflächentopografie einer umgeformten Probe bei 250 °C genau mit der Korngröße korreliert. Bei RT hingegen werden die Körner selbst so stark verzerrt (Scherung durch Versetzungsgleiten), weswegen die Oberflächentopografie rau und wellig ist. Die Autoren CHINO et al. [187] zeigen mithilfe von REM Aufnahmen geprüfter Zugproben, dass die Teilnahme des GBS durch feinkörniges Gefüge an der Gesamtumformung zu besonders hoher Duktilität und Streckziehfähigkeit führt. Allgemein kann davon ausgegangen werden, dass GBS an der freien

Oberfläche aktiver ist als im Probenvolumen, da diese Körner mehr Bewegungsfreiheiten haben. Möglicherweise wirken zudem DRV und DRX gegen den Aufstau von Versetzungen und verhindern, dass mit zunehmender Temperatur Gleitlinien an die Oberfläche gelangen.

Schließlich konnte ein Phänomen beobachtet werden, welches erst bei hohen Umformgraden bei 350 °C aufgetreten ist. Der direkte Vergleich in **Abbildung 72** zeigt, wie deutlich sich das Erscheinungsbild für 250 °C und 350 °C bei einem Gesamtumformgrad von $\varphi = 0,5$ unterscheidet. Während lang gestreckte Körner und eine stark aufgeraute Topografie die Oberflächen der 250 °C Proben charakterisiert, weisen die Oberflächen der 350 °C Proben vergleichsweise gleichachsige Körner auf. Die geringe sichtbare Verzerrung der Körner bei 350 °C legt nahe, dass sie während der Belastung durch außerordentliche Neubildungsprozesse, beispielsweise DRV und DRX, betroffen sind.

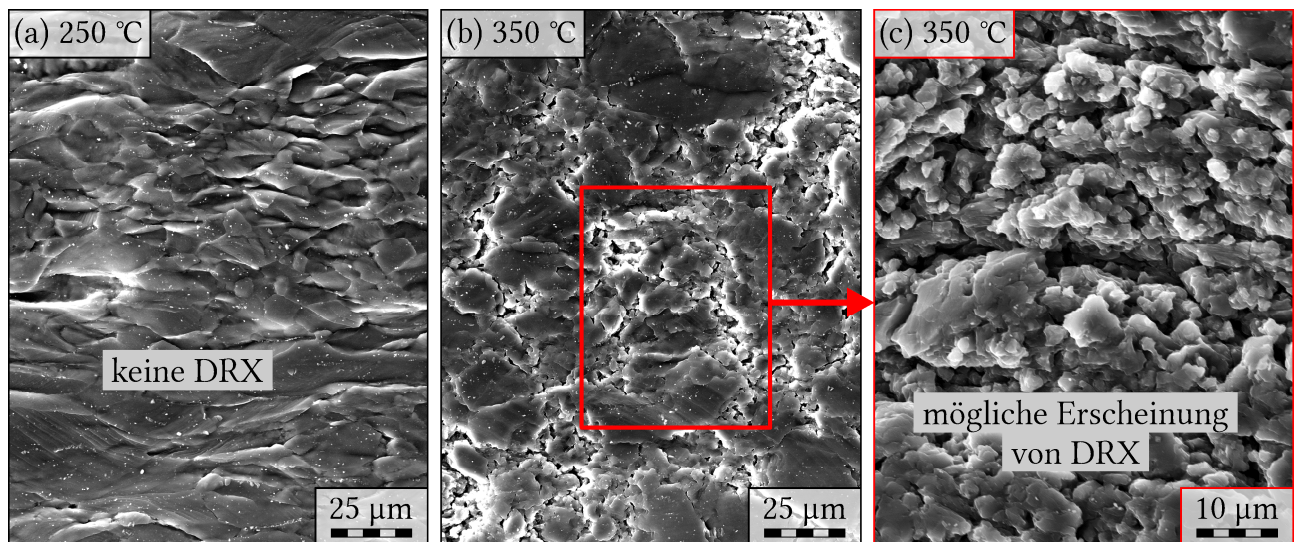


Abbildung 72: beispielhafte Darlegung wie sich die Oberflächen einachsiger Zugproben bei 250 °C (a) im Vergleich zu 350 °C (b, c) unterschieden haben; DRX führt zur sichtbaren Kornneubildung an der freien Oberfläche

In den Zwischenräumen dieser Körner treten zunehmend zahlreiche kleinere Körner auf, die die Oberfläche offenporig und zerrüttet wirken lassen. Wie in **Abbildung 72c** zu sehen ist, haben diese kleineren Körner eckige und keine glatten Kanten. Die Begründung kann in den besonderen Bedingungen an der freien Oberfläche liegen, wo der Zusammenhalt der einzelnen Körner ohne hydrostatische Drücke (wie sie im Probenkörper vorliegen) nicht gegeben ist. Aus demselben Grund ist die DRX nicht an der freien Probenoberfläche bei 250 °C zu sehen, weil an durch sie kein Antrieb durch eine hohe Versetzungsdichte gewährleistet werden kann. Diese speziellen Oberflächenbeobachtungen sind zum Zeitpunkt der vorliegenden Arbeit einmalig. Ein eindeutiger Bezug zum Mechanismus der DRX anhand ergänzender Literatur ist daher nicht möglich gewesen.

Zusammenfassend sei gesagt, dass noch tiefergehende Untersuchungen notwendig sind, um die hier in Erscheinung getretenen Mechanismen eindeutig zuzuordnen und den Unterschied zum Verhalten innerhalb des Volumens quantitativ herauszustellen. Bspw. könnte die Analyse der lokalen Missorientierung in einer EBSD-Messung von Quer- und Längsschliffen einer geprüften Probe Aufschluss darüber geben, wie sich die DRX in der Nähe der freien Oberfläche auf die Gefügestruktur auswirkt.

6.3.3 Texturentwicklung

Bei der Umformung von Mg stellt die Textur einen dynamischen Zustand dar, der sich stets in Abhängigkeit der äußeren Belastung und den diffusionsgesteuerten mikromechanischen Prozessen verändert. Bspw. die in **Kapitel 6.2.1** (S. 105) dargelegte Entwicklung des r -Wertes ist ein direktes Resultat der Texturentwicklung während der Flachzugversuche. Im Folgenden wird dies anhand der Texturevolution zweier Zustände für den UWS erörtert. Wie in **Abbildung 73a** dargestellt, zeichnet sich die aus der EBSD Analyse der Mikrozugprobenoberfläche berechnete Polfigur des Ausgangszustands durch eine Basaltextur aus. Im Vergleich dazu zeigen die Messungen an bereits geprüften Mikrozugproben bei RT und 250 °C zwei wesentliche Unterschiede. Zum einen wird die Häufung von Basalebenennormalen entlang der Belastungsrichtung gestreckt und zum anderen entstehen sechs neue Maxima der prismatischen sowie pyramidalen Gleitebenennormalen im 90°- und 45°-Winkel zur Belastungsrichtung (**Abbildung 73b/c**).

Die entstandene Textur bezeichnet man als Verformungstextur. Dafür sind die gerissenen Mikrozugproben bis zur Blechebenenmitte heruntergeschliffen und präpariert worden. Qualitativ fällt auf, dass sich die Verformungstextur bei RT kaum von der bei 250 °C unterscheidet. Das ist ein entscheidendes Merkmal, denn es deutet darauf, dass die aktiven Umformmechanismen unabhängig von der Temperatur gleich gewesen sein müssen. Aus dem Schrifttum ist bekannt für Mg, dass sich die Verformungstextur nach den aktiven Gleitsystemen ausbildet [72, 79]. Dies steht jedoch im direkten Widerspruch zu der vielfach im Schrifttum konträr diskutierten These, dass sich die Umformmechanismen von Mg bei RT (ausschließlich Basalgleitung und Zwillingsbildung) stark von denen bei Temperaturen > 200 °C (Aktivierung zusätzlicher Gleitsysteme) unterscheiden. Da sich die Orientierungsmaxima in den Polfiguren **Abbildung 73b/c** genau in Richtung der Normalen von prismatischen und pyramidalen Gleitsystemen ausbilden, liegt die Vermutung nahe, dass diese hauptsächlich an der vorliegenden Umformung beteiligt gewesen sein müssen. Die Aktivierung von prismatischen Gleitsystemen kann auch darauf zurückzuführen sein, dass das kleinere c/a -Verhältnis des UWS als der ideale Wert einer dichtesten Kugelpackung dazu führte, dass der Umformmechanismus der Prismengleitung vorrangig aktiviert wird, weil diese Prismenebene dichtest gepackt ist [17]. Mittels eines VPSC-Modells belegen CHOI et al. [85], dass sowohl prismatisches als auch

pyramidales Versetzungsgleiten bei RT Zugbeanspruchung in WR deutlich aktiver ist, als die Basalgleitung und Zugzwillingbildung (vgl. **Abbildung 11**, S. 21).

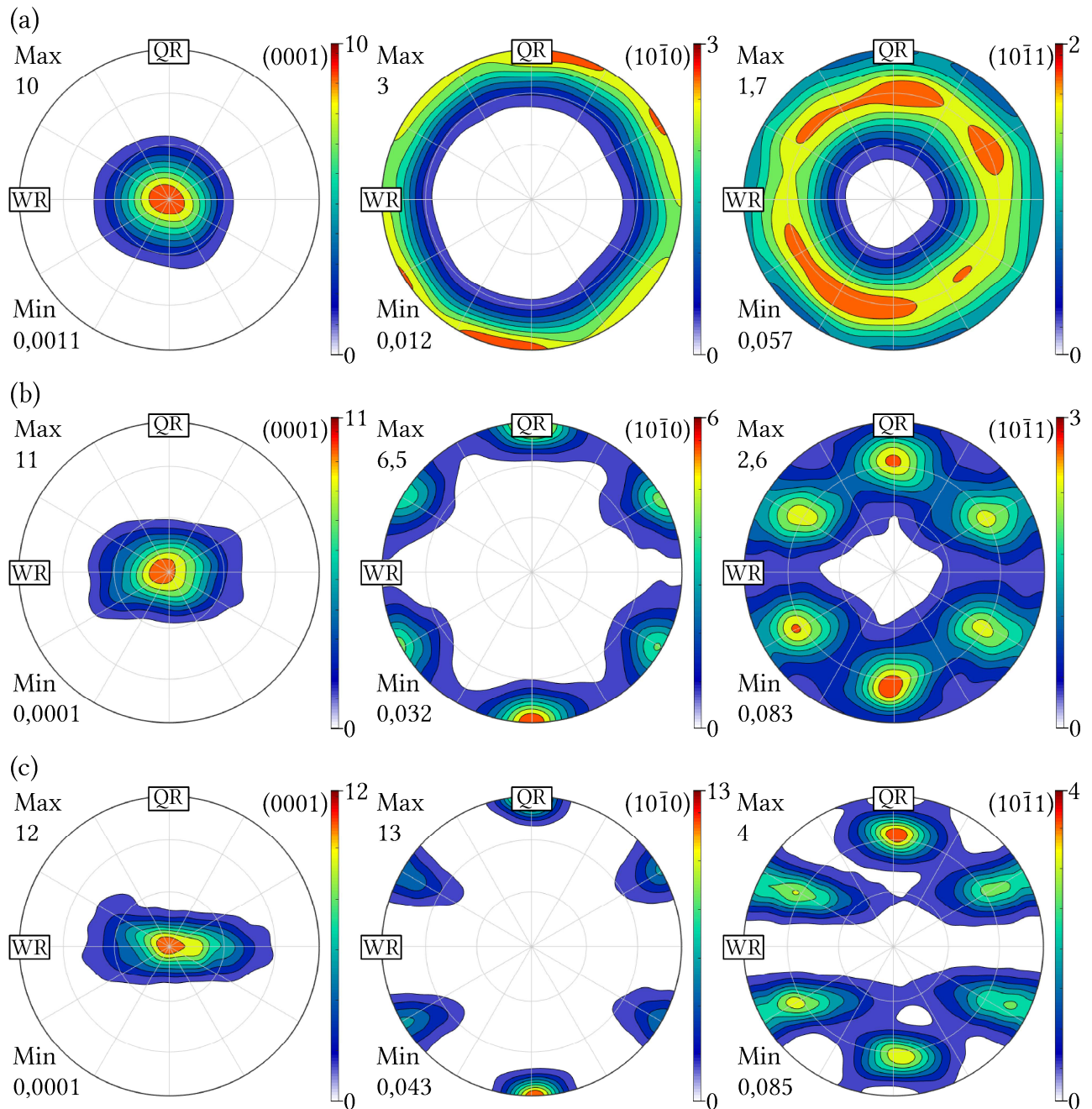


Abbildung 73: Texturanalyse in der Blechebenenmitte im Ausgangszustand (a) und nach der einachsigen Zugprüfung von Mikrozugproben bei RT und 30 % Gesamtdehnung (b) sowie 250 °C und 70 % Gesamtdehnung (c)

Mithilfe der Texturmodellierung, verfügbar in MTEX, ist die Evolution der Textur und die Aktivierung der Gleitsysteme auf numerischer Basis nachvollzogen worden. Das Taylor-Modell ist in der vorliegenden Arbeit angewendet worden, weil es für simulative Trends der Tex-

turentwicklung sehr gut geeignet ist. Es berücksichtigt eine hohe Anzahl an Körnern und ermöglicht dadurch statistisch abgesicherte Ergebnisse [96]. Die vorgegeben Dehnungstensoren (siehe Gl. 1, S. 22) für RT und 250 °C sind entsprechend:

$$E_{\text{RT}} = \lambda \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -q & 0 \\ 0 & 0 & -(1-q) \end{bmatrix} = 0,3 \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -0,6 \\ -0,4 \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 64}$$

$$E_{250\text{ °C}} = 0,7 \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -0,5 \\ -0,5 \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 65}$$

definiert worden. Aufgrund der Volumenkonstanz ist die Summe der Dehnungstensoren gleich Null. Bei RT wird eine maximale Gesamtdehnung von 30 % in Kombination mit einem orthotropen Umformverhalten in der xy -Blechebene angenommen. Eine Gesamtdehnung bis 70 % und isotropes Umformverhalten gelten bei 250 °C. Für die Modellierung sind die in **Tabelle 11** aufgeführten Gleitsysteme mit entsprechender CRSS berücksichtigt worden.

Tabelle 11: angenommene CRSS der Gleitsysteme in der Texturmodellierung aus der Literaturzusammenstellung nach MAY [21] und BARNETT [23]

Versuch	Basalgleitung	$\langle a \rangle$ Prismen- gleitung II	$\langle c + a \rangle$ Pyramidal- gleitung I	$\{10\text{-}11\}$ Druck- zwillingsbildung
RT	1 MPa	66 MPa	80 MPa	100 MPa
250 °C	1 MPa	15 MPa	10 MPa	100 MPa

Entsprechend des UWS ist eine Fasertextur mit einer senkrechten Häufung der Basalebenennormalen und gleichmäßig um die c -Achse rotierten Elementarzellen als Ausgangstextur für die Texturmodellierung gewählt worden. In **Abbildung 74** ist zu sehen, dass das Ergebnis sowohl bei RT als auch 250 °C qualitativ sehr gut mit dem Experiment in **Abbildung 73** übereinstimmt. Die Modellierung geht jedoch davon aus, dass der Spannungs- und Dehnungszustand konstant ist. Weiterhin wurden weder DRV noch DRX in dem Modell berücksichtigt. Weil diese Mechanismen besonders bei 250 °C zum Tragen kommen, ist das eine mögliche Begründung für die Diskrepanz zwischen Experiment und Texturmodellierung.

Werden $\{10\text{-}12\}$ -Zugzwillinge in der Modellierung berücksichtigt und das Versetzungsgleiten allein auf Basalgleitung reduziert, entwickelt sich die Textur völlig anders im Gegensatz zur realen Messung (siehe **Abbildung 75**). Dies ist ein bestätigendes Argument für die These, dass die pyramidalen und prismatischen Gleitsysteme hauptverantwortlich für die Texturevolution sowohl bei RT als auch 250 °C sind.

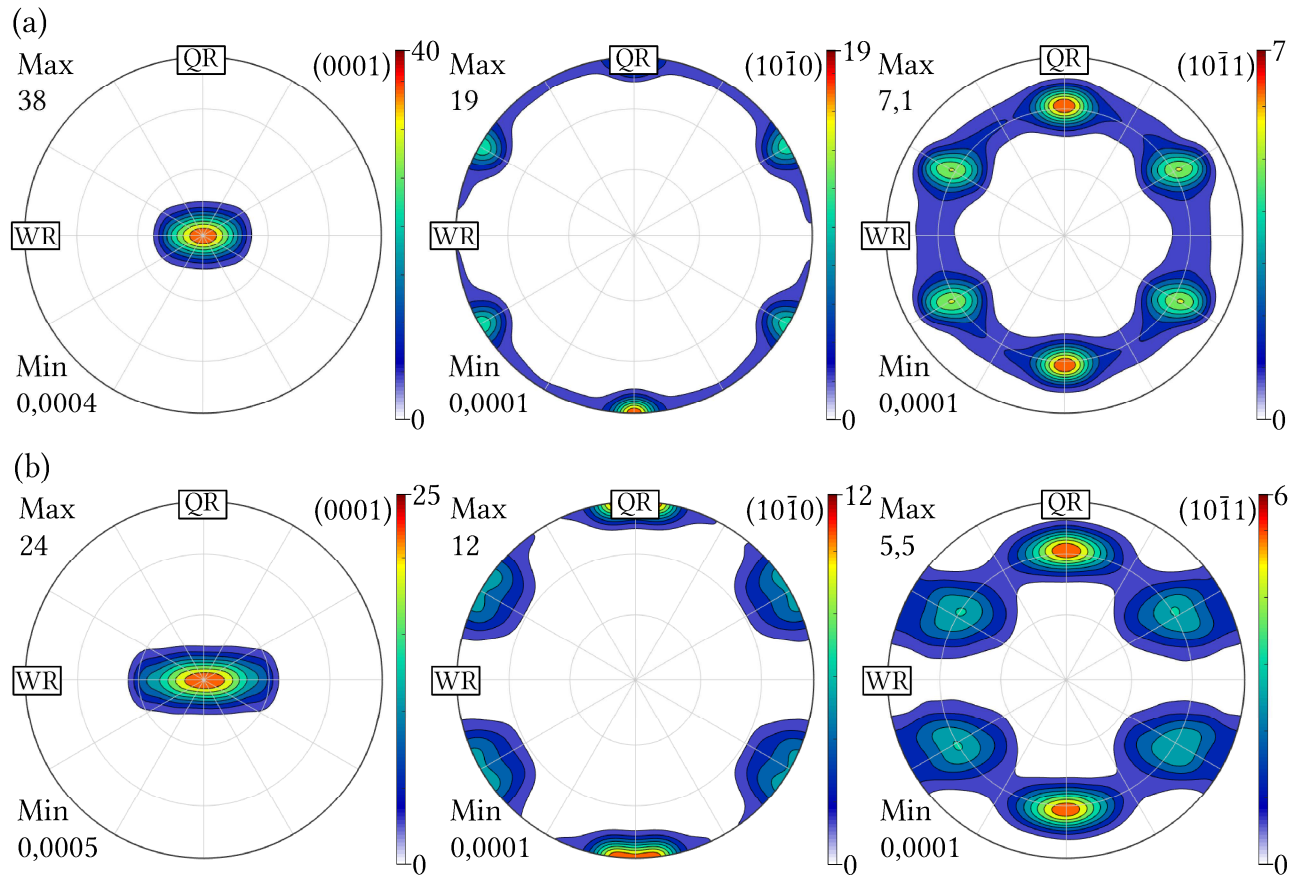


Abbildung 74: mithilfe des Taylor-Modells wurde über Dehnungstensoren analog der Versuchsbedingungen bei RT (a) und 250 °C (b) Verformungstexturen modelliert

In Bezug auf die Entwicklung des r -Wertes sind hier Parallelen gegeben, weil sich dieser ebenso unabhängig von der Temperatur in ähnlicher Weise bei RT als auch 250 °C entwickelt. Die dargelegte Texturentwicklung ist das Resultat bestimmter Rotationen, um die auferlegte Umformung homogen akkomodieren zu können.

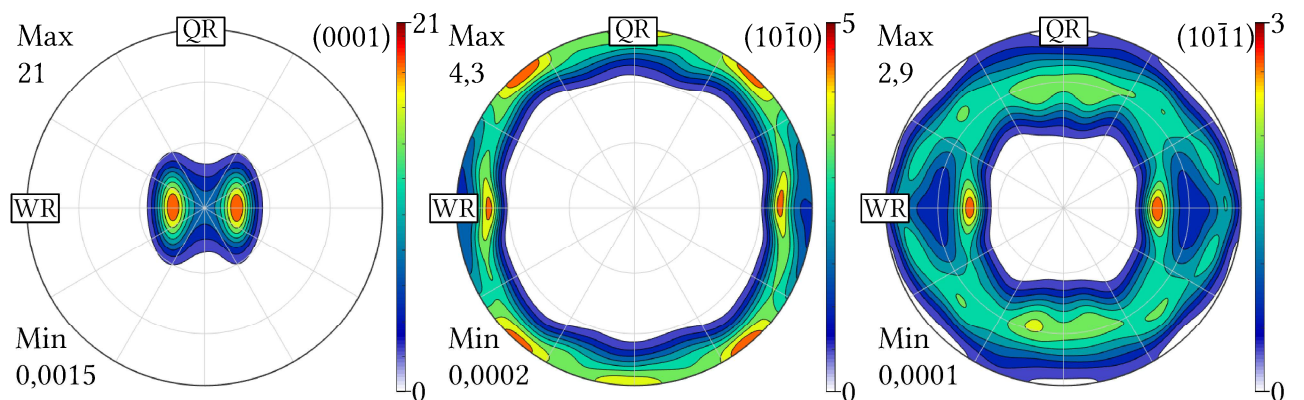


Abbildung 75: Ergebnisse der Texturmodellierung, wenn lediglich Basalgleitung und $\{10\text{-}12\}$ -Zugzwillinge bei RT aktiviert sind; die Abweichungen zum Experiment sind hier sehr groß

Die Analyse der EBSD Daten mittels MTEX erlaubt zudem die Betrachtung des Schmidfaktors für jedes Korn bei vorgegebenem Spannungstensor. Der Schmidfaktor m (siehe Kapitel 2.2.1, S. 5) stellt eine wichtige Größe dar, wenn es um die Aktivität verschiedener Gleitsysteme geht. Es muss bedacht werden, dass das Produkt aus m und CRSS den kritischen Wert liefert, ob ein Gleitsystem aktiviert wird oder nicht. In **Abbildung 76a** sind die Daten einer EBSD Messung an der Blechoberfläche dargestellt, mit einer Farbgebung, die den jeweiligen maximal möglichen Schmidfaktor eines Korns veranschaulicht. Für den Fall einer einachsigen Zugbeanspruchung in WR wurden alle hdp-Gleitsysteme berücksichtigt. Im Ergebnis liegt eine ungleichmäßige Verteilung von $0,2 < m < 0,5$ pro Korn vor. In diesem Beispiel beträgt der mittlere Schmidfaktor $m = 0,41$. Bei der Übertragung dieser Werte in **Abbildung 76b** und deren Multiplikation mit der jeweiligen CRSS wird erkennbar, warum es auch bei RT zur Aktivierung nicht-basaler Gleitsysteme kommt. Größtenteils werden pyramidale Gleitsysteme bei einer theoretischen Zugbelastung entlang der WR aktiviert, was auch zu den Ergebnissen von CHOI et al. [85] passt.

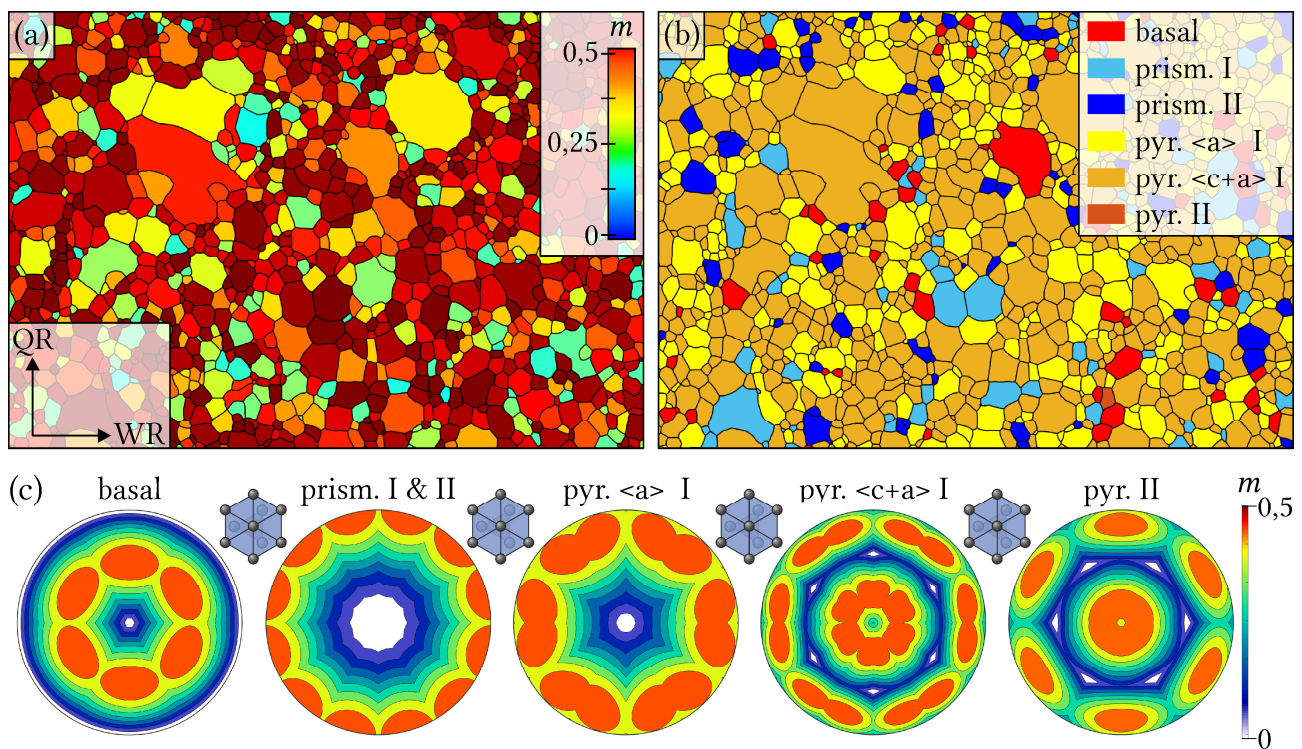


Abbildung 76: Darstellung der maximal möglichen Schmidfaktoren von Körnern einer EBSD Messung des UWS, wenn alle Gleitsysteme bei einachsiger Zugbelastung betrachtet sind (a); Darstellung des theoretisch aktivierten Gleitsystems, wenn der Schmidfaktor mit der CRSS bei einachsiger Zugbelastung und RT multipliziert ist (b); Polfiguren zur Darstellung des Schmidfaktors der jeweiligen Gleitsysteme bei beliebiger Belastungsrichtung, wenn die Basalebenen der hexagonalen Elementarzelle parallel zur Betrachtungsrichtung der Polfiguren steht (c)

Anhand der Polfiguren in **Abbildung 76c** können verschiedene solcher Szenarien nachvollzogen werden. Hier sind die Absolutwerte der Schmidfaktoren von verschiedenen Gleitsystemen in Abhängigkeit beliebiger Belastungsrichtungen dargestellt. In der vorliegenden Darstellung steht die c -Achse der hdp-Elementarzelle senkrecht zur Abbildungsebene. Beispielsweise liefert m der Basalgleitung sechs Maxima, sofern die Belastungsrichtung im 45° -Winkel zur Elementarzelle liegt. Bei einer Belastung parallel oder senkrecht zur Elementarzelle wird $m = 0$. Anders ist es bei den prismatischen Gleitsystemen, wo m bis zu 12 Maxima bei senkrechter Belastungsrichtung liefert.

Die Schlussfolgerung dieses Kapitels ist, dass sich die Aktivität der Umformmechanismen als auch die Texturentwicklung bei niedrigen und hohen Temperaturen nur unwesentlich voneinander unterscheiden, sofern der Dehnungszustand gleich ist. Das steht in guter Übereinstimmung zur experimentellen r -Wertbestimmung, denn das anisotrope Umformverhalten des UWS ist bei Flachzugversuchen von RT bis 350°C sehr ähnlich. Die Begründung liegt darin, dass die in dieser Untersuchung erarbeiteten Hinweise darauf deuten, dass nicht-basale Gleitsysteme auch bei RT aktiv sind.

6.3.4 Bruchflächenanalyse

Kernbestandteil der vorliegenden Arbeit ist es zu untersuchen, wie sich das Umformverhalten und damit das Schädigungsverhalten in Abhängigkeit der mikromechanischen Mechanismen verändert. Diese können experimentell über verschiedene Belastungszustände und Prüfbedingungen beeinflusst werden [100]. Die Betrachtung von Bruchflächen stellt eine *ex situ* Analyse-methode dar, welche im Folgenden zur Interpretation der mikromechanischen Mechanismen zum Zeitpunkt des Versagens genutzt wird.

Sobald Zugproben bis in den Bereich der Einschnürung belastet werden, ändert sich der Spannungszustand zu einem biaxialen Spannungszustand, ähnlich einer gekerbten Zugprobe. Gekerbte Zugproben zeichnen sich dadurch aus, dass sie die duktilen Schädigungsmechanismen der Porenbildung und des -wachstums besonders beschleunigen. Bekanntermaßen zeichnen sich duktile Schädigungsvorgänge durch die sog. Waben- oder Grübchenstruktur an den Bruchflächen aus [116]. Die zugehörigen Bruchflächen in **Abbildung 77** zeigen auf, wie sich die Prüftemperatur dabei auf das Erscheinungsbild auswirkt.

Bei RT sind die Anzeichen eines duktilen Bruchs kaum zu erkennen, weil große Teile der Bruchfläche das Erscheinungsbild eines Spaltbruchs haben. Beim Spaltbruch von Mg verliert der Werkstoff seinen Zusammenhalt vorwiegend an Korn- und Zwillingsgrenzen, was zum Teil flache und scharfkantige Merkmale in der Bruchfläche bildet [107]. Dass Mg auch bei RT Spannungen durch plastische Deformation abbauen kann, ist bekannt und vereinzelt an den flachen Wabenstrukturen festzumachen [100, 262]. RAY und WILKINSON [106] beschreiben den Versagensvorgang von AZ31 Zugproben bei RT mit der Bildung von Mikrohohlräumen,

welche zur schnellen Ausbreitung eines makroskopischen Risses führen. Das spröde Bruchverhalten bei RT ist auf das hohe Delta der CRSS verfügbarer Gleitsysteme und die niedrige Stapelfehlerenergie des Mg zurückzuführen.

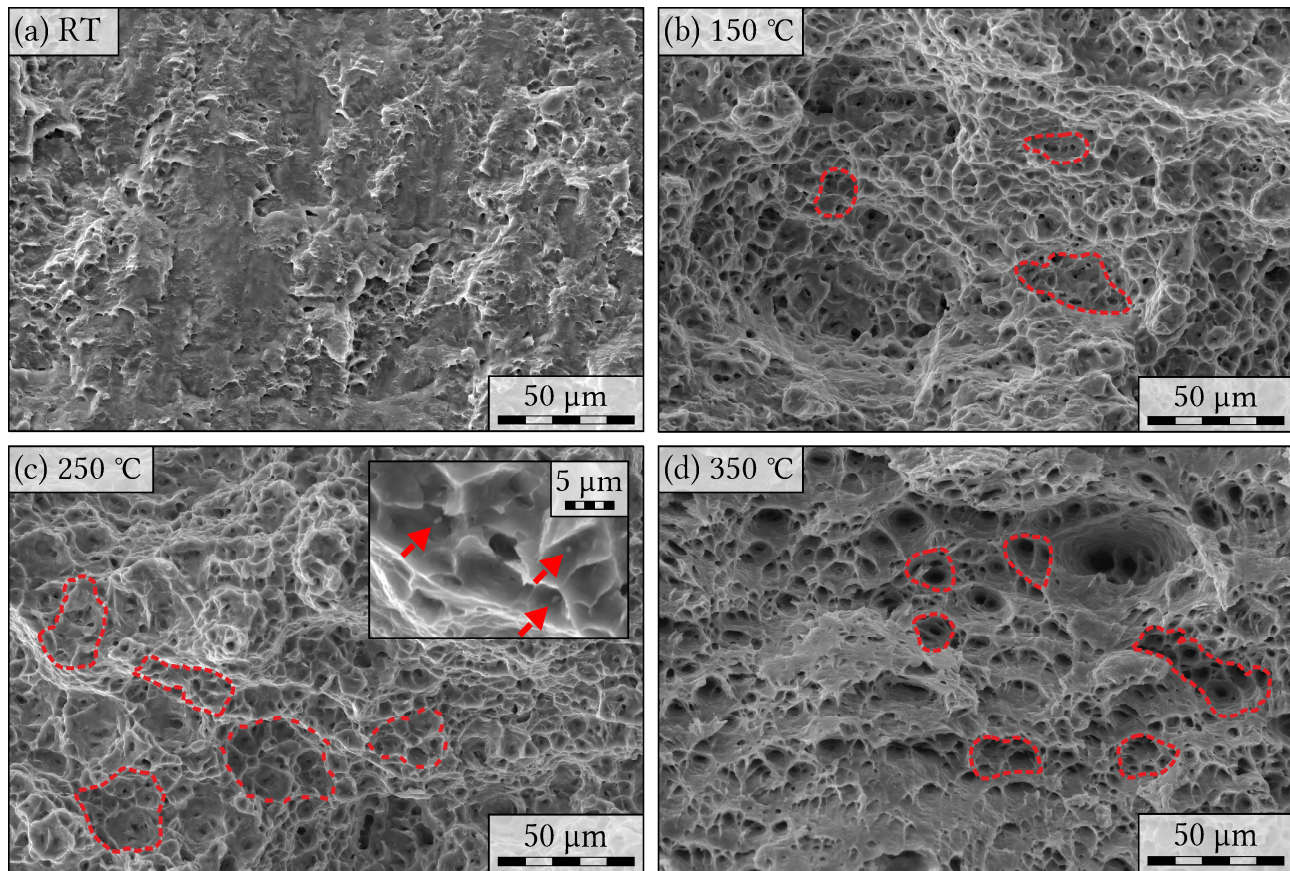


Abbildung 77: REM Aufnahmen der Bruchflächen nach der Prüfung der einachsigen Mikrozugproben bei RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d); die markierten Bereiche deuten auf den Zusammenschluss mehrerer herangewachsener Poren

Zugversuche bei 150 °C, 250 °C und 350 °C hingegen zeigen eindeutig, dass Poren und deren Zusammenschluss dazu geführt haben, dass die Proben duktil versagten (**Abbildung 77b-d**). Dies passt zu den Ergebnissen von RODRIGUEZ et al. [102], wo die spröden Bruchcharakteristika einer AZ31 Legierung bei RT und 100 °C einen Übergang zu duktilem Bruchverhalten bei Temperaturen ab 200 °C zeigen. In ihren Untersuchungen nehmen die Dichte und Tiefe der Waben- bzw. Grübchenstruktur an den Bruchflächen mit steigender Temperatur zu. In der vorliegenden Arbeit sind die Partikel zweiter Phase, welche als Keimstellen für die Porenbildung gelten, in einigen der Poren zurückgeblieben. Waben ohne sichtbare Partikel sind entweder an Korntripelpunkten oder Zwillingsgrenzen entstanden, oder das Partikel ist durch den Bruch bereits herausgefallen. LHUISSIER et al. [118] beziffern den Anteil der Poren, welche im direkten Kontakt zu Partikeln stehen, mit ca. 30 %. Bei 350 °C hat die Matrix die geringste Festigkeit, welche in der Folge die größten und tiefsten Wabenstrukturen in der Bruchfläche verursachte (**Abbildung 77d**). Bei 150 °C, 250 °C als auch bei 350 °C sind eindeutige Strukturen,

welche auf die Koaleszenz mehrerer Poren deuten, zu erkennen. Sie sind daran auszumachen, dass große und tiefe Wabenstrukturen mehrere kleinere Waben enthalten.

Anhand der Bruchflächen von Scherzugproben ist zu erkennen, dass sich der Einfluss des Spannungszustands genauso deutlich wie die Temperatur im Erscheinungsbild der Bruchflächen abzeichnet. Im Gegensatz zum Zugversuch, ist an der Bruchfläche einer Scherzugprobe bei RT kein Anzeichen duktiler Schädigungsmechanismen zu erkennen (**Abbildung 78a**). Zudem ist die Scherzugrichtung anhand der mehrheitlich horizontal angeordneten Abbruchkanten und Riefen deutlich zu erkennen.

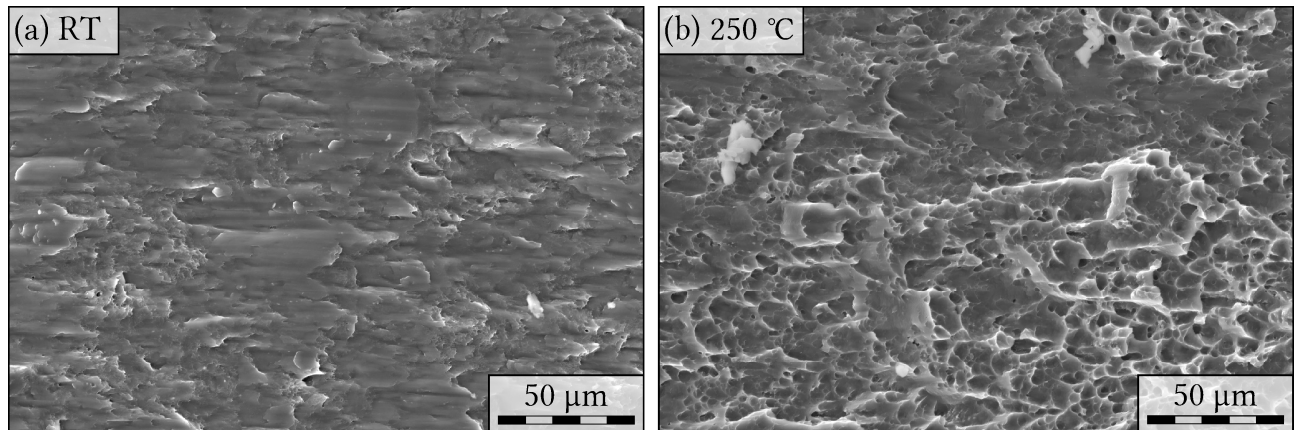


Abbildung 78: Bruchflächen von Scherzugproben nach der Prüfung bei RT (a) und 250 °C (b)

Die Untersuchung des Spannungszustands der Scherzugproben in **Kapitel 6.3.1** (S. 113) zeigt auf, dass bis zum Bruch bei RT davon auszugehen ist, dass reine Scherung vorliegt. Anders ist das bei 250 °C, wo der große Bruchumformgrad zur starken Verzerrung der Scherzugproben und einem biaxialen Spannungszustand führt. Daher kommt es bei 250 °C zu einem schwachen Erscheinen einer Wabenstruktur an der Bruchfläche (**Abbildung 78b**). Da zum Teil auch flache Abbruchkanten zu erkennen sind, handelt es sich hier um einen Mischbruch [14].

6.4 Schädigungsmodellierung

Das GTN-Modell nach GURSON, TVERGAARD und NEEDLEMAN [207] basiert auf dem Ansatz nach GURSON [199], der das Schrumpfen der Fließfläche durch die Bildung von Poren im Material ausdrückt. Ohne Porosität reduziert sich das GTN-Modell auf das VON MISES'sche Fließpotential. Im Fall der vorliegenden Arbeit ist die Vergleichsspannung des GTN-Modells durch die Parameter des HILL'48 Ansatzes erweitert worden, um das anisotrope Verfestigungsverhalten der Matrix zu berücksichtigen (Anhang **PS-40**).

6.4.1 Experimentelle Parametrisierung

Da die Poren sich während der Umformung unter mehrachsigen Spannungszuständen bilden, sind für eine vollständig experimentelle Parametrisierung jeweils gekerbte Mikrozugproben

sowie einachsige Mikrozugproben bei RT, 150 °C, 250 °C und 350 °C bis zum Bruch umgeformt worden. Der mithilfe von Querschnittsaufnahmen senkrecht zur Bruchfläche ermittelte lokale PVA ist mit der Dehnungsverteilung korreliert worden (siehe **Kapitel 5.2.4**, S. 70). Scherzugprobenkörper sind nicht Teil dieser Betrachtung, weil der Spannungszustand mit steigender Temperatur und hohen Dehnungen von der reinen Scherung abweicht. Zudem kann das GTN-Modell die Schädigungsentwicklung unter Scherbeanspruchung nicht abbilden [221]. Die Materialparameter des GTN-Modells erfüllen die Maßgabe, die Zunahme des PVA aufgrund der Porenbildung und des Porenwachstums als Funktion der Dehnrate zu proportionieren (siehe Gl. 31 bis Gl. 36, S. 48).

Initialporendichte

Die Initialporendichte wurde an einer unbelasteten Probe mit $f_0 = 0,0004 \pm 0,0001$ bestimmt. Es ist anzunehmen, dass die Poren in f_0 aus dem TRC Herstellungsprozess stammen. Hierbei handelt es sich um einen sehr geringen Anteil bereits vorhandener Mikrohohlräume durch die Ausscheidung von Wasserstoff bei der Erstarrung [263]. Diese wurden im nachfolgenden Warmwalzprozess nicht vollständig eliminiert. Basierend auf einer numerischen Evaluierung, d. h. ohne experimentelle Untersuchungen, setzten WANG et al. [213] und ZHAO et al. [214] für AZ31 eine doppelt so hohe Initialporendichte von 0,001 ein. f_0 stellt jedoch eine stark vom Herstellungsprozess, z. B. Guss oder über Umformverfahren, abhängige Eigenschaft dar und sollte für jeden UWS separat bestimmt werden.

Porenbildung

Das GTN-Modell berücksichtigt die Dynamik neu gebildeter Poren als Funktion poren-induzierender Partikel. In der vorliegenden Arbeit entspricht das dem Flächenanteil der Partikel zweiter Phase f_N . Die Annahme, dass die Gesamtheit dieser Partikel Poren auslösen könnte, entspricht der Definition in der Primärliteratur [207, 264]. $f_N = 0,011 \pm 0,003$ wurde abzüglich der Initialporendichte im unbelasteten Querschnitt einer Probe bestimmt. Analog zur Initialporendichte ist dieser Wert stark von der Mikrostruktur (Ausscheidung, Phasen, Einschlüsse, etc.) abhängig und sollte nicht leichthin aus der Literatur entnommen werden. Die mittlere Dehnung für die Porenbildung ε_N bedeutet, dass die Hälfte aller Poren, die durch Partikel zweiter Phase ausgelöst werden können, bei $\bar{\varepsilon}^p = \varepsilon_N$ gebildet worden sind. Die Porenbildungsrate \dot{f}_B unterliegt einer GAUß'schen Normalverteilung mit der Standardabweichung S_N . In der vorliegenden Arbeit sind ε_N und S_N numerisch evaluiert worden (siehe **Kapitel 6.4.2**, S. 134), da sie nur indirekt aus den experimentellen Daten gewonnen werden können.

Porenkoaleszenz und Versagen

Der PVA beim Eintreten der Porenkoaleszenz f_c wurde über den Mittelwert mehrere Linienschnitte im Probenquerschnitt parallel zur Belastungsrichtung bestimmt. Jeder Linienschnitt

gibt den Verlauf von $f(x)$ in Abhängigkeit des Ortes x an. Sobald Porenkoaleszenz eintritt, ändert sich der Anstieg des Verlaufs und f_c ist direkt ablesbar (vgl. **Abbildung 34**, S. 73). Der PVA zum Zeitpunkt des Versagens f_f wurde analog determiniert, als Mittelwert der Maxima von $f(x)$. Die Orte x für f_c und f_f sind von entscheidender Bedeutung für die Kalibrierung des GTN-Modells, denn durch sie ist die Korrelation zur lokalen Dehnung möglich. Nachdem die Maßstäbe der REM-Aufnahmen und der DIC-Analyse angepasst wurden, konnten ε_c und ε_f direkt abgelesen werden.

f_c und f_f sind gleichermaßen temperaturabhängig (**Abbildung 79**) und folgen einer nahezu linearen Beziehung mit ansteigender Temperatur. Bei RT nehmen f_c und f_f die niedrigsten Werte für beide Probentypen an. Bei 350 °C zeigen die Ergebnisse den größten PVA.

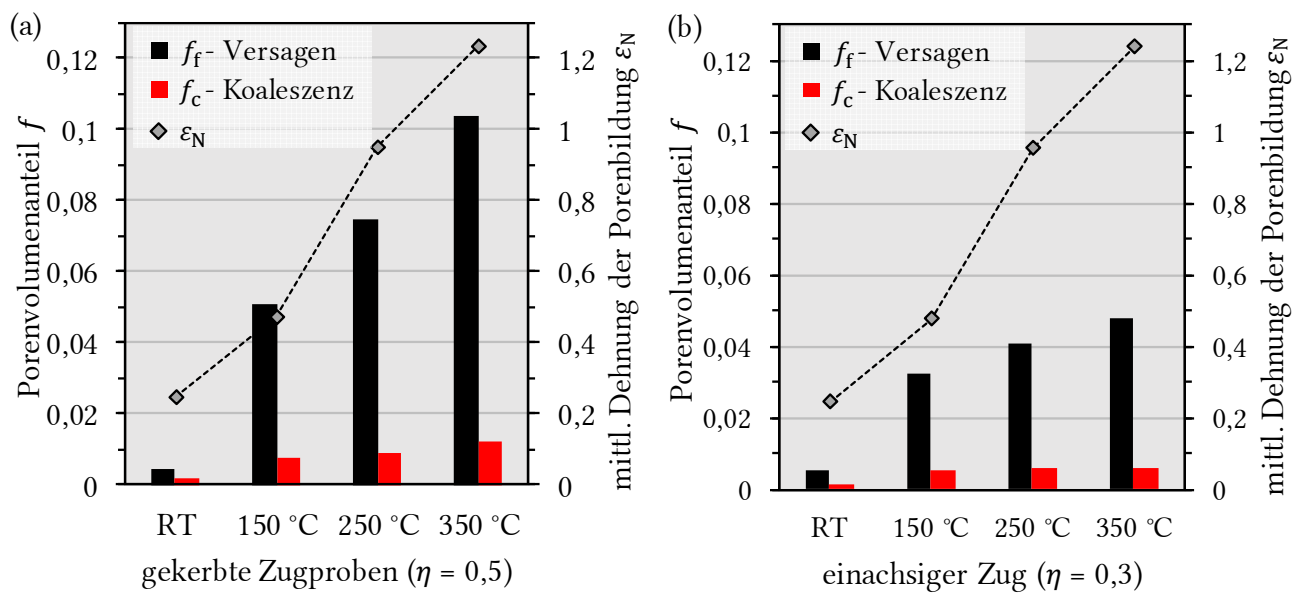


Abbildung 79: experimentell ermittelte Parameter des GTN-Modells für duktile Schädigung mithilfe gekerbter Mikrozugproben (a) und einachsigen Mikrozugversuchen (b) bei RT, 150 °C, 250 °C und 350 °C

Bei der Bestimmung des PVA fiel qualitativ auf, dass die Poren von RT bis 350 °C immer größer wurden. Dieses Merkmal war auch bei der Analyse der Bruchflächen erkennbar (siehe **Kapitel 6.3.4**, S. 127). Zudem wurde festgestellt, dass f_c und f_f bei den gekerbten Zugproben etwa doppelt so hoch ausfielen als beim einachsigen Zug. Die hohe Triaxialität der gekerbten Zugproben führt zum schnellen Wachstum der Poren, was die höheren Absolutwerte erklärt [262]. Die Autoren RAY und WILKINSON [106] geben ein f_f bei RT von weniger als 0,005 für AZ31 an, was deutlich unterhalb der Werte der vorliegenden Arbeit liegt. Mögliche Ursachen dafür sind, dass die Zugproben in [106] einen sehr großen Kerbradius hatten, die eingesetzte Computertomografie jedoch nur Poren ab einer Größe von 5 μm detektierte und es sich um gestoppte Versuche handelte. D. h., dass die Probe zum Zeitpunkt der Analyse erst kurz vor dem Versagen stand.

Rolle der Partikel zweiter Phase

Die Evolutionsgleichung des PVA im GTN-Modell arbeitet unabhängig vom tatsächlichen Mechanismus der Porenbildung. Das Modell kann nicht unterscheiden, ob sich Poren an Partikeln oder an Korngrenzentriplepunkten oder an Zwillingsgrenzen gebildet haben. Da die Partikel zweiter Phase homogen verteilt und keine Ansammlungen bildeten, ist in dieser Hinsicht nicht von frühzeitigen Versagen wie in den Untersuchungen von WANG et al. [265] auszugehen. BARNETT [40] beschreibt zudem einen direkten Zusammenhang zwischen der Zwillings- und Porenbildung. So lösen Zwillinge die Porenbildung innerhalb eines Korns aus, welche dann schnell bis an die Korngrenzen heranwachsen. Dazu gehören vor allem Doppelzwillinge, welche allerdings nach ULACIA et al. [39] wahrscheinlicher bei hohen Umformgeschwindigkeiten sind. Die vorliegenden Untersuchungen deuten darauf, dass die Porenbildung nicht nur durch Partikel zweiter Phase, sondern auch an Korngrenzen stattgefunden haben muss. Bei der Betrachtung einphasiger Metalle zeigen BIELER et al. [266] auf, dass die Porenbildung hauptsächlich durch schädigende Wechselwirkungen von Versetzungen an Korngrenzen ausgelöst werden. Vor diesem Hintergrund könnte die Abbildungsgenauigkeit des Schädigungsmodells optimiert werden indem weitere Terme für die jeweiligen Porenbildungsmechanismen hinzugefügt würden, etwa wie in [267]. Dies würde allerdings auch bedeuten, dass die Dynamik der jeweiligen Porenbildungsmechanismen quantifiziert werden könnte.

Im Folgenden wurde zur Klärung des Porenbildungsmechanismus zwischen dem Partikelbruch und dem Ablösen von der Matrix unterschieden. Das Matrixmaterial tritt gräulich in Erscheinung, Poren sind deutlich dunkler, bis schwarz und Partikel sind weiß. Der Mechanismus der Porenbildung ist stark von den Materialeigenschaften wie Partikelfestigkeit, –größe und –form als auch dem Verfestigungsverhalten der Matrix abhängig. Nach BENZERGA und LEBLOND [115] geschieht der Vorgang des Ablösens bei einem weichen Matrixmaterial und das Zerbrechen der Partikel bei einem festen Matrixmaterial. In der vorliegenden Arbeit wurde beobachtet, dass eine Reihe von großen fragmentierten Partikeln der zweiten Phase ($> 5 \mu\text{m}$) in Bereichen mit geringer Dehnung vorliegen (**Abbildung 80a**). In Bereichen mit großer plastischer Dehnung, vor allem in der Nähe der Bruchfläche, ist die Partikelgröße selten mehr als ein Mikrometer (siehe **Abbildung 80b**). Kugelförmige Poren ohne direkten Kontakt zu einem Partikel können schon vorher in der Matrix gewesen sein. Sie sind auf die Initialporendichte zurückzuführen.

Große Partikel werden durch die Umformung zerbrochen und wirken dann als Keimstellen für die Porenbildung. Dass beide Mechanismen des Partikelbruchs und des Ablösens von der Matrix aktiv sind, konnte durch REM Aufnahmen bestätigt werden. Wie in **Abbildung 81a** zu erkennen ist, hat der Bruch des Partikels (weiß) zur Entstehung der Pore geführt. Ab einer Partikelgröße von ca. $1 \mu\text{m}$ dominiert jedoch der Mechanismus des Ablösens (**Abbildung 81b**). Für den Fall des UWS ist es also von der Partikelgröße abhängig, welcher Mechanismus der

Porenbildung dominiert. In den Untersuchungen wurde zudem festgestellt, dass einige Poren mehrere Partikel enthalten. Dies ist ein mögliches Zeichen dafür, dass einst einzeln entstandene Poren sich bei großer Dehnung zusammengeschlossen haben.

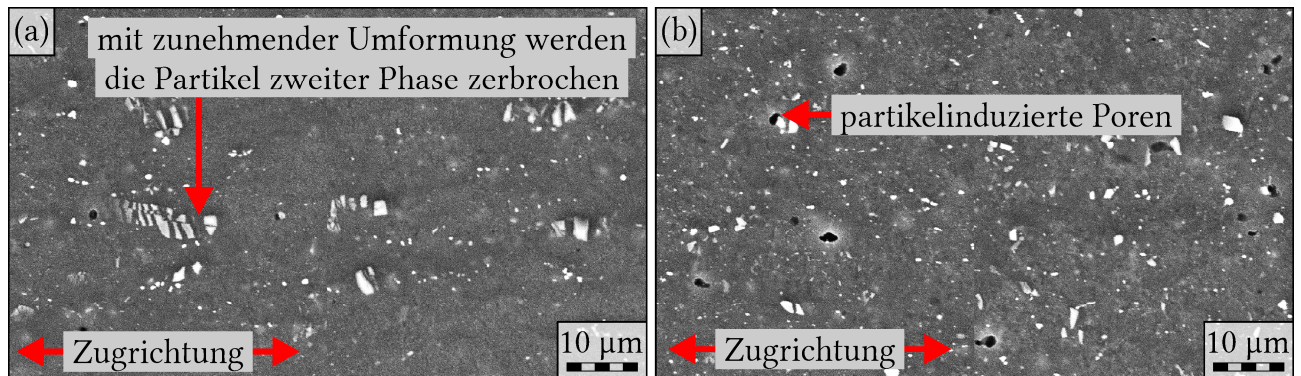


Abbildung 80: REM-Aufnahmen des Probenquerschnitts einer bei 350 °C geprüften Zugprobe in einem Bereich mit ca. 5 % lokaler Dehnungen (a) und näher an der Bruchfläche mit ca. 20 % lokaler Dehnung (b)

Zusätzlich zur Analyse des PVA ist quantifiziert worden, wie viele der Poren nach der Prüfung noch in direktem Kontakt zu Partikeln stehen. In jedem der Querschnitte für die in **Abbildung 81c** dargelegte Statistik wurden durchschnittlich 2000 bis 3000 Poren ausgewertet. LHUISSIER et al. [118] stellten fest, dass 30 % der beobachteten Poren in AZ31 Warmzugversuchen in direktem Kontakt zu Partikeln standen. In der vorliegenden Arbeit liegt dieser Wert zwischen 10–20 % in Abhängigkeit der Temperatur.

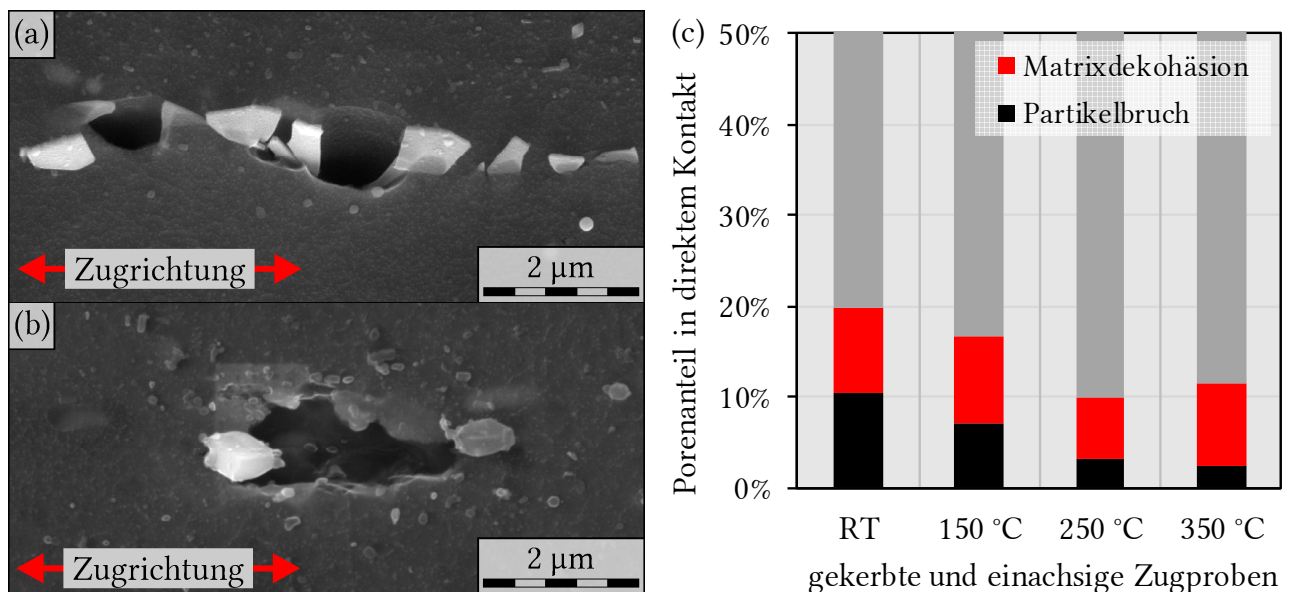


Abbildung 81: REM Aufnahmen eines Partikelbruchs (a) und des Ablösens eines Partikels von der Matrix (b) die zur Porenbildung führten; Statistik über die analysierten Poren, welche nach der Prüfung noch in direktem Kontakt zu Partikeln standen (c)

Es ist davon auszugehen, dass der tatsächliche Anteil der Poren, die während der Umformung in direktem Kontakt zu Partikeln standen, höher ist, da sich die Bindung zwischen Partikeln und Matrix während des Hohlraumwachstums erheblich verringert. Durch das mechanische Schleifen und anschließende Polieren der Querschnitte werden zudem viele Partikel entfernt, wodurch diese Statistiken verfälscht wurden. Darüber hinaus können bereits vorhandene Wasserstoff-Mikrohohlräume, die nicht notwendigerweise Partikel enthalten, nach der Prüfung nicht unterschieden werden [263]. Die Hohlräume müssen nicht unbedingt kugelförmig sein, da die untersuchte Legierung bei höheren Temperaturen eine hohe GBS-Aktivität aufweist und somit komplexe Hohlraumformen entwickelt [268]. Auch NEMCKO et al. [119] zeigen, dass das anisotrope Materialverhalten des Magnesiumkristalls zur Ausbildung unregelmäßig geformter Poren führen kann.

Mit zunehmender Temperatur nimmt die Häufigkeit von Poren mit gebrochenen Partikeln ab, weil die Festigkeit der Matrix abnimmt und Poren sich eher durch das Ablösen von der Matrix bilden. Dass bei höheren Temperaturen weniger Poren in Kontakt zu Partikeln stehen, kann daran liegen, dass die Poren deutlich größer als die auslösenden Partikel werden. Bei niedrigen Temperaturen entstehen zwar mehr Poren, jedoch werden sie aufgrund der niedrigen lokalen Dehnung nicht sehr groß. Viele Partikel bleiben so in der Pore eingeklemmt. Der Abstand der Poren zueinander ist ein entscheidender Faktor für die Phase der Koaleszenz und damit des endgültigen Versagens [203]. Weil die Hohlraumbildung und das Hohlraumwachstum über große Dehnungsbereiche hinweg vonstattengeht, entstehen viele Poren unterschiedlichster Größe. Zudem beeinflussen große Poren, das Wachstumsverhalten kleinerer Poren in ihrer Umgebung [200]. Besonders in der Nähe der Bruchfläche konnte dies für den UWS bestätigt werden.

6.4.2 Kalibrierung der Wachstumsparameter und Normalverteilung

Die GTN-Parameter q_i , auch Wachstumsparameter genannt, werden im Schrifttum meist entsprechend der Empfehlungen von TVERGAARD und NEEDLEMAN [207] mit $q_1 = 1,5$, $q_2 = 1$ und $q_3 = q_1^2 = 2,25$ festgelegt. Sie beeinflussen die Form und Größe der Fließfläche und haben über die Fließregel direkten Einfluss auf die Porenwachstumsrate \dot{f}_W . In **Abbildung 82** ist für die in der vorliegenden Untersuchung erarbeiteten Modellparameter dargelegt, wie sich der PVA in der numerischen Simulation in Abhängigkeit der effektiven plastischen Dehnung $\bar{\varepsilon}^p$ verhält. Zur Darstellung wurde eine explizite Formulierung der Porenwachstumsrate der Autoren PRAHL et al. [202, 210] angewendet. Es folgte das Einsetzen der assoziierten Fließregel (Entwicklungsgleichung von $\bar{\varepsilon}^p$) an die Stelle der Spur des effektive Dehnratentensors \dot{E}_{kk}^p in

$$\dot{f}_W = (1 - f)\dot{E}_{kk}^p = (1 - f)\dot{\Lambda} \frac{\partial \Phi_{\text{GTN}}}{\partial p} . \quad \text{Gl. 66}$$

Unter der Annahme, dass Fließen eintritt und $\sigma_v = k_f$ ohne Rückwirkung von f besteht, kann der spezifische Porenvolumenanteil f_W in Abhängigkeit der effektiven plastischen Dehnung $\bar{\varepsilon}^p$ ausgedrückt werden [210]:

$$f_W = f_0 \cdot \exp\left(\frac{3}{2}q_1q_2 \sinh\left(\frac{3}{2}q_2\eta\right)\bar{\varepsilon}^p\right) . \quad \text{Gl. 67}$$

Es ist zu erkennen, dass der PVA wachsender Poren f_W von der Initialporendichte f_0 und des Triaxialitätsfaktors η , sowie q_1 und q_2 abhängig ist. Da das GTN-Modell auch die Porenbildung aufgrund von Partikeln zweiter Phase abbildet, wird die Porenwachstumsrate \dot{f} um den PVA neuer Poren f_B erweitert. Das ist in **Abbildung 82** gut zu erkennen, wo $f = f_B + f_W$ (vgl. Gl. 34, S. 48). Der sigmoidale Verlauf von f_B (Sekundärachsen) beginnt bei null und hat sein Maximum bei $f_B = f_N = 0,0011$. Numerisch betrachtet werden die neu entstandenen Poren in Abhängigkeit der Dehnung $\bar{\varepsilon}^p$ zur Initialporendichte addiert und nehmen dann mit derselben Rate zu. Im GTN-Modell ist ε_N der Parameter, der anzeigt, ab welcher effektiven plastischen Dehnung die Hälfte aller Partikel zur Bildung einer Pore geführt haben. Seine Änderung resultiert in der horizontalen Verschiebung von f_B . S_N ist die Standardabweichung und gibt den Anstieg des sigmoidalen Verlaufs vor.

f^* stellt die teilweise stetige Funktion dar, die im Fließpotential zur Verkleinerung der Fließfläche entlang der hydrostatischen Achse führt. Entsprechend Gl. 32 (S. 48) wird eine Fallunterscheidung in Abhängigkeit von f_c getroffen, um den Verlauf von f^* in Abhängigkeit der aktiven Schädigungsmechanismen zu bestimmen. Daher verläuft f^* zuerst entlang von f (Bildung + Wachstum) und ab f_c entlang von „ $f > f_c$ “ (Bildung + Wachstum + Koaleszenz). Es ist unverkennbar, dass die Rate von f^* ab f_c zunimmt. An dieser Stelle ist die Funktion nicht stetig und kann zu einem Knick im Verlauf von f^* führen. Sobald f^* gleich f_f ist, werden in der FEM-Simulation die kritisch beschädigten Elemente eliminiert. In **Abbildung 82** ist am Wertebereich der horizontalen Achsen zu erkennen, dass sich die lokalen Dehnungen in Abhängigkeit der Temperatur stark unterscheiden. Im Ergebnis bedeutet dies, dass die Rate der Porenvolumenanteilszunahme bei niedrigen Temperaturen am höchsten ist.

In der vorliegenden Arbeit sind die Parameter q_1 , q_2 , ε_N und S_N , welche nicht im Experiment direkt gemessen werden können, numerisch kalibriert worden. Durch die direkte Korrelation von f_c und f_f mit ε_c und ε_f (vgl. **Abbildung 82**) konnten dafür eindeutige Randbedingungen geschaffen werden:

$$f^*(\bar{\varepsilon}^p = 0) = f_0 \quad \text{Gl. 68}$$

$$f^*(\bar{\varepsilon}^p = \varepsilon_c) = f_c \quad \text{Gl. 69}$$

$$f^*(\bar{\varepsilon}^p = \varepsilon_f) = f_f . \quad \text{Gl. 70}$$

Die Kalibrierung erfolgte zuerst unter der Annahme, dass konstante Spannungen mit einem Triaxialitätsfaktor von $\eta = 0,33$ vorherrschen. Das kommt dem anfänglichen Spannungszustand der eingesetzten Mikrozugproben am nächsten. Im Laufe der Validierung musste jedoch festgestellt werden, dass der PVA in der numerischen Simulation mit dieser Kalibrierung zu vorzeitigem Versagen von Elementen führt, auch wenn die genannten Randbedingungen erfüllt waren. Daher erfolgte dann die Kalibrierung mit einem konstanten $\eta = 0,6$, was dem Spannungszustand während der Einschnürung ähnelt. Die Ergebnisse zeigen ein gutes Abbildungsvermögen der duktilen Schädigung in der numerischen Simulation (siehe **Kapitel 6.5**, S. 137ff).

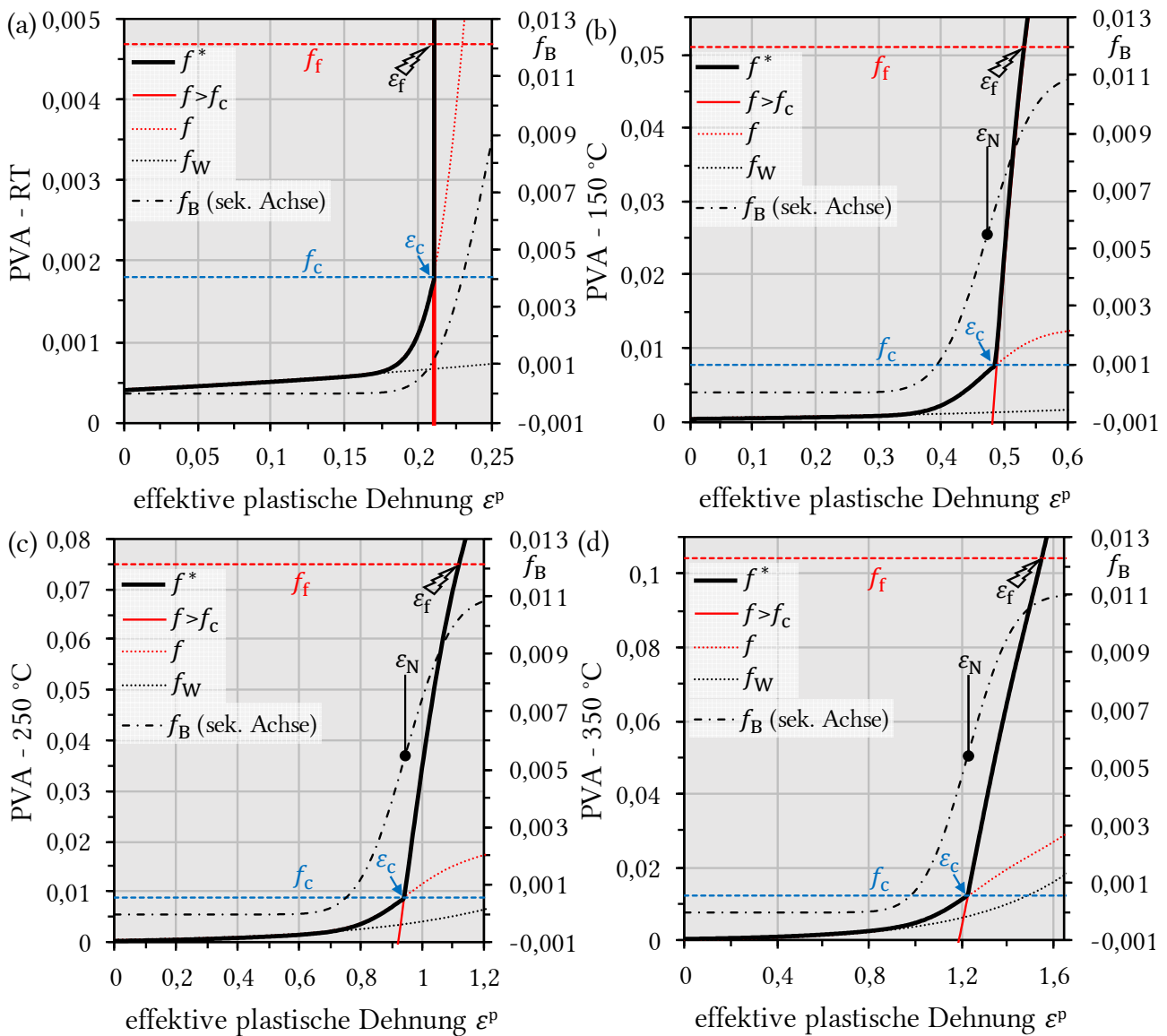


Abbildung 82: Verlauf der spezifischen Porenvolumenanteile nach der Kalibrierung der Wachstumsparameter für die Temperaturen RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d)

Die Regression mithilfe der Solver in Microsoft Excel zeigte auf, dass die Kalibrierung des Modells schon mit zwei der vier übrigen Parameter q_1 , q_2 , ε_N und S_N möglich ist, ohne die Randbedingungen dabei zu verletzen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde sich dafür

entschieden, die Parameter q_1 und q_2 gleich der Empfehlung von TVERGAARD und NEED-LEMAN [207] zu setzen und damit eine bessere Vergleichbarkeit der Modellparameter für andere Studien zu gewährleisten. Dennoch sei anzumerken, dass q_1 und q_2 den Verlauf von f^* empfindlich beeinflussen können und vorteilhaft in einer Abbildung des exakten Verlaufs wären. In der vorliegenden Arbeit galt es lediglich die drei Randbedingungen (Gl. 68–Gl. 70) zu erfüllen. Der erarbeitete Satz temperaturabhängiger GTN-Modellparameter für den UWS ist in folgender Tabelle aufgeführt:

Tabelle 12: Zusammenstellung der ermittelten Parameter für das GTN-Modell in Abhängigkeit der Temperatur für AZ31 Feinblech

ϑ	q_1	q_2	q_3	f_0	f_N	S_N	ε_N	f_c	f_f
RT	1,5	1	2,25	0,0004	0,011	0,0246	0,246	0,0018	0,0047
150 °C	1,5	1	2,25			0,0594	0,475	0,0078	0,051
250 °C	1,5	1	2,25			0,1188	0,95	0,0089	0,075
350 °C	1,5	1	2,25			0,1544	1,235	0,0123	0,104

Die ermittelten Parameter spiegeln zudem die reale Porenbildung sehr gut wider. So ist in **Abbildung 82** zu erkennen, dass f_B sein Maximum noch nicht erreicht hat, bevor es zum Bruch bei $f^* = f_f$ kommt. Das kommt den experimentellen Ergebnissen sehr nahe, denn sowohl die Analyse der Bruchflächen als auch die Analyse des Anteils an Poren in direktem Kontakt zu Partikeln zweiter Phase deuten darauf, dass nicht alle Partikel zu Porenbildung beitragen. Weiterhin weisen die Parameter für das GTN-Modell eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur auf, welche durch die Gl. 71 bis Gl. 74 mit guter Näherung abgebildet werden können.

$$S_N = 0,0004 \cdot \vartheta + 0,0107 \quad (R^2 = 0,977) \quad \text{Gl. 71}$$

$$\varepsilon_N = 0,0031 \cdot \vartheta + 0,1249 \quad (R^2 = 0,967) \quad \text{Gl. 72}$$

$$f_c = 0,00003 \cdot \vartheta + 0,0019 \quad (R^2 = 0,953) \quad \text{Gl. 73}$$

$$f_f = 0,0003 \cdot \vartheta + 0,0015 \quad (R^2 = 0,993) \quad \text{Gl. 74}$$

Somit gilt analog des Ver- und Entfestigungsverhalten und der anisotropen Verfestigung, dass ein stetig differenzierbarer Parametersatz von RT bis 350 °C für die Schädigungsmodellierung in der FEM-Simulation zur Verfügung steht.

6.5 Validierung des gekoppelten Schädigungsmodells

Generell zielt die Entwicklung von Werkstoffmodellen darauf ab, auf reale Experimente im selben Gültigkeitsbereich verzichten zu können. Die Validierung eines Modells stellt eine Prü-

fung dar, in welcher festgestellt wird, ob die numerische Simulation gleiche oder ähnliche Folgerungen wie aus dem realen Experiment zulässt. Im Folgenden werden FEM-Simulationen von Flachzugversuchen, Kreuzzugversuchen und NAKAJIMA Tiefungsversuchen dem äquivalenten Experiment gegenübergestellt. Das Ergebnis ist eine Einschätzung, welche Unterschiede vorliegen und in wie fern diese tolerierbar sind, bzw. durch weiterführende Untersuchungen möglicherweise präzisiert werden könnten.

6.5.1 Einachsige Flachzugversuche

Das Besondere an der Validierung mit Flachzugversuchen ist, dass die Versuche ohne die Einflussgröße eines Reibparameters berechnet werden. Unter der Annahme, dass der Temperaturgradient korrekt abgebildet wurde, konnte somit direkt die Genauigkeit des Materialmodells geprüft werden. Zur Kalibrierung der Temperaturverteilung dienten Thermografieaufnahmen während der Aufheizphase der Warmzugversuche (**Abbildung 83a**). Für Versuche bei RT wurde eine homogene Temperaturverteilung angenommen. Die Fortran-Subroutine `usinc.f` gestattet die Definition von Temperaturen für jeden Knotenpunkt pro Berechnungsiteration. Über die Fortran-Funktion „`elmvar()`“ ist auf die Koordinaten der Knotenpunkte im globalen Koordinatensystem während der Simulation zugegriffen worden. Da der Temperaturverlauf entlang der Belastungsrichtung aus dem Experiment bekannt war (siehe **Abbildung 83b**), wurde die reale Temperatur jedem Knotenpunkt über die z -Koordinate zugeteilt. Der Verlauf in Bezug zur Probenmitte änderte sich aufgrund der aktiven Temperaturregelung der Prüfapparatur BTA-840 nicht. Die Temperaturverteilung wurde mithilfe der Gleichung

$$\vartheta(z) = m_1(z + m_5)^{m_2} \cdot e^{m_3(z+m_5)} + m_4 \quad \text{Gl. 75}$$

approximiert. Die Parameter sind über eine nicht-lineare Regression in Microsoft Excel für jeden Temperaturverlauf ermittelt worden (siehe **Tabelle 13**). Es folgte die Fortran-Programmierung dieser Funktion inklusive der Parameter in die Subroutine `usinc.f`. In **Abbildung 44** (S. 88) ist beispielhaft die resultierende Temperaturverteilung für die Simulation eines Flachzugversuchs bei 250 °C abgebildet.

Tabelle 13: Parameter der Gleichung zur Approximation der Temperaturverteilung

Temperatur	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5
150 °C	1,24	2,33	-0,115	20,58	21,56
250 °C	162,11	0,47	-0,061	-8,99	7,86
350 °C	45,43	1,201	-0,079	-3,805	16,33

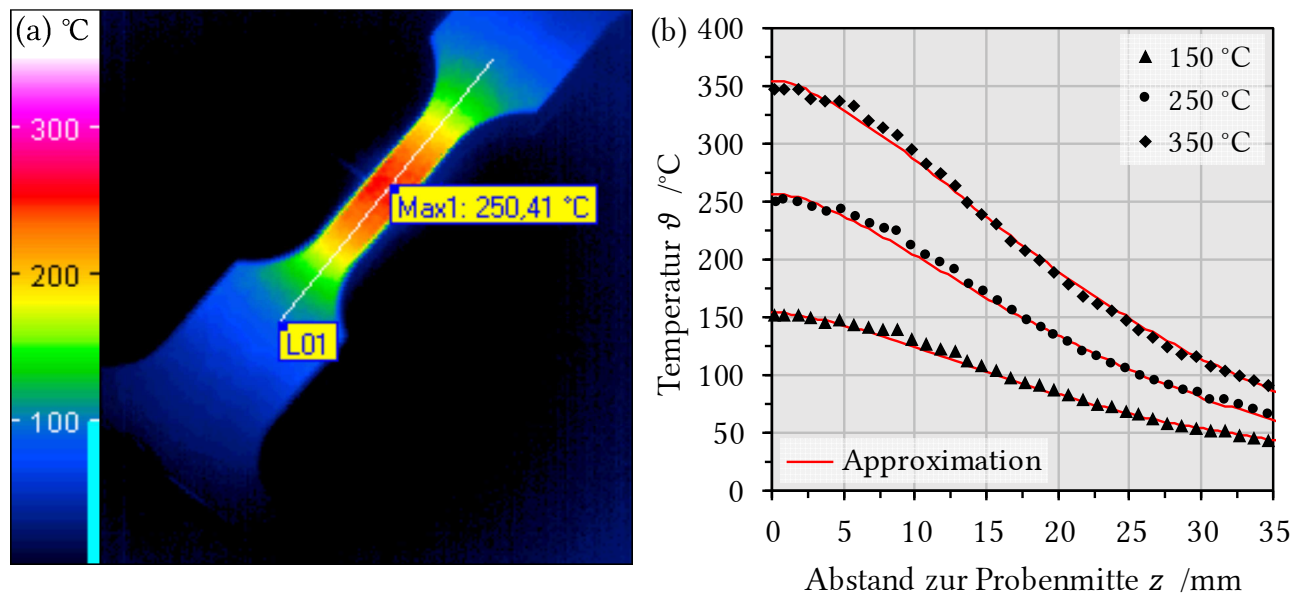


Abbildung 83: markierter Linienschnitt und die maximale Temperatur in der Thermografieaufnahme eines Flachzugversuches bei 250 °C (a); Verlauf der Prüftemperaturen 150 °C, 250 °C und 350 °C im Vergleich zur numerischen Approximation (b)

Anfänglich zeigte der Vergleich der Kraft-Weg-Kurven in experimenteller und numerischer Simulation, dass zu hohe Kräfte in der FEM-Simulation bei geringen Temperaturen berechnet wurden (**Abbildung 84a**). Weiterhin fiel auf, dass der Fließbeginn im Experiment bei deutlich höheren Spannungswerten eintritt als im berechneten Kraftverlauf. Ab 250 °C hingegen zeigte das Modell gute Abbildungsgenauigkeiten, sowohl im Fließbeginn als auch im restlichen Kraftverlauf. Da der Fließkurvenansatz maßgeblich für die Spannungswerte und damit auch für die berechneten Kraftwerte verantwortlich ist, ist dies ein eindeutiger Hinweis darauf, dass die Fließkurvenermittlung mithilfe des Schichtstauchversuchs bei niedrigen Temperaturen zu gravierenden Abweichungen geführt hat. Bezugnehmend auf die Entwicklung der LANKFORD-Parameter in **Kapitel 6.2.1** (S. 105) ist bereits bekannt, dass der UWS zu Beginn einer Umformung aufgrund der hohen r -Werte nur geringes Umformvermögen in Blechdickenrichtung zeigt. Auch wenn der Dehnungszustand im Schichtstauchversuch dem des biaxialen Zugs nahekommt, ist die Umformung in Dickenrichtung während der Stauchung fest vorgegeben. Die mehrheitlich basal orientierten Körner in den Blechenden sind demnach gezwungen, die auferlegte Stauchung entlang ihrer c -Achse zu akkommodieren. Wie die Texturmodellierung in **Kapitel 6.3.3** (S. 122) jedoch aufzeigt, bleiben bei senkrechter Belastungsrichtung zur Basalebene, nur noch nicht-basale Gleitsysteme, welche bei RT durch besonders hohe CRSS gekennzeichnet sind. In der Folge ist die gemessene Verfestigungsrate im Schichtstauchversuch deutlich höher und die ermittelten Fließkurven haben einen zu steilen Verlauf. Da Magnesiumbleche immer von diesem anisotropen Verformungsverhalten aufgrund der Basaltextur betroffen sind, gilt es auch bei der Fließkurvenermittlung anderer Legierung dies zu berücksichtigen.

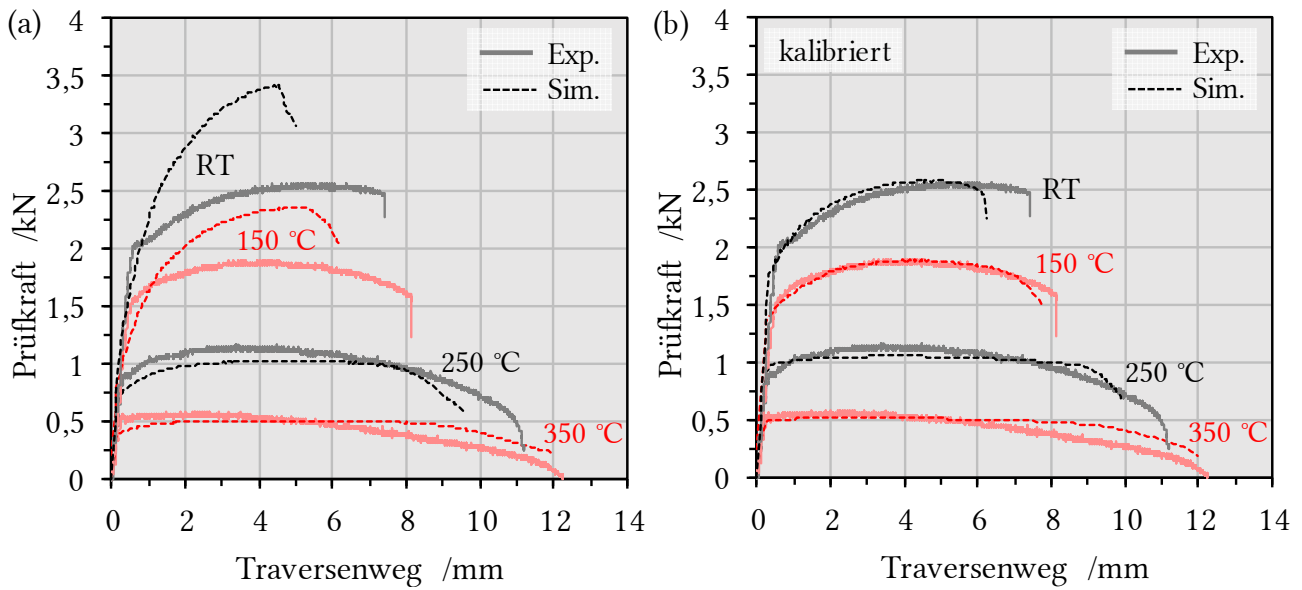


Abbildung 84: Vergleich der Kraft-Weg-Kurven in experimenteller und numerischer Simulation bei 5 mm/s Traversengeschwindigkeit und 0°-Entnahmerichtung, ohne Kalibrierung des Fließkurvenansatzes (a); der Vergleich selbiger Kraft-Weg-Kurven mit Kalibrierung des Fließkurvenansatzes zeigt eine hohe Übereinstimmung (b)

Es folgte eine Kalibrierung des Fließkurvenansatzes anhand der Flachzugversuche indem die zur Berechnung der Fließspannung eingesetzte Temperatur ϑ durch einen neu hinzugefügten Term korrigiert wird. Über die Subroutine `user_fstress.f` wird auf die aktuelle Temperatur als Zustandsvariable zugegriffen. Vor der Fließspannungsberechnung wird diese entsprechend

$$\vartheta_{\text{kal}} = 0,0000035\vartheta^3 - 0,000606\vartheta^2 - 0,635\vartheta + 143,5 \quad \text{Gl. 76}$$

modifiziert. Statt ϑ wird nun ϑ_{kal} zur Berechnung der Fließspannung in der Subroutine eingesetzt. Es folgte die Kalibrierung über die Fit-Parameter bis die Flachzugversuche der numerischen Simulation in guter Übereinstimmung zum Experiment standen (siehe **Abbildung 84b**). Aufgrund der geringen ebenen Anisotropie des UWS unterschieden sich die Kraft-Weg-Verläufe der Entnahmerichtung 0°, 45° und 90° im Experiment und der FEM-Simulation maximal um 0,05 kN.

Die Kalibrierung des Fließkurvenansatzes hatte lediglich eine geringfügige Auswirkung auf die numerisch simulierte Schädigungsentwicklung. Wie in **Abbildung 84b** zu erkennen, führt das Schädigungsmodell für die Versuche von RT bis 250 °C zum verfrühten Versagen. Lediglich bei 350 °C zeigt die numerische Simulation eine gute Übereinstimmung beim Versagen der Flachzugproben. Eine Möglichkeit diesen Fehler zu korrigieren, wäre bspw. die Anpassung des GTN-Modellparameters f_f . Der PVA am Bruch f_f stellt eine Größe dar, die in der vorliegenden Arbeit anhand von Mittelwertkurven bestimmt worden ist. Nach PRAHL [202] ist

jedoch das Versagen von lokalen Porositätsmaxima abhängig, weswegen der PVA f_f möglicherweise höher ausfällt, als hier methodisch bestimmt worden ist. Die explizite Darstellung der Evolutionsgleichung des PVA in **Abbildung 82** (S. 136) zeigt hingegen, dass der PVA sehr rapide ansteigt, sobald f_c erreicht ist. Daher hat die Änderung dieses Parameters in der vorliegenden Untersuchung keinen Einfluss auf den Versagenszeitpunkt. Aus experimenteller Sicht gibt es keine weiteren Anhaltspunkte einen der übrigen GTN-Modellparameter anzupassen. Zusammenfassend kann aus den FEM-Simulationsergebnissen geschlussfolgert werden, dass das entwickelte Verformungs- und Schädigungsmodell bei Flachzugversuchen von RT bis 350 °C zu einer hohen Übereinstimmung mit dem Experiment führten.

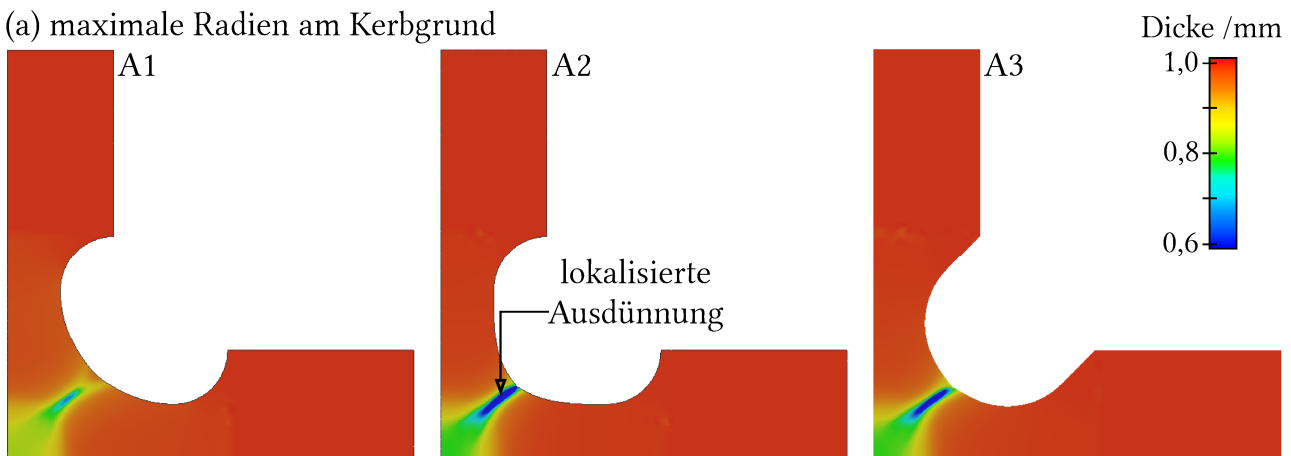
6.5.2 Entwicklung einer neuartigen Kreuzprobengeometrie

Für eine tiefgehende Validierung des entwickelten Verformungs- und Schädigungsmodells, liefert der Kreuzzugversuch eine reibungslose Umformung bei verschiedenen Dehnungszuständen. Die am Institut für Metallformung der TU Bergakademie Freiberg verfügbare biaxiale Prüfapparatur BTA-840 ist mit einer induktiven Probenerwärmung ausgestattet, welche erlaubt die Kreuzzugproben während der Umformung im Messbereich aufzuheizen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist eine speziell an die Prüfapparatur angepasste Kreuzprobengeometrie entwickelt worden, die eine homogene Temperatur- und Umformgradverteilung im Messbereich erzielt. Durch den Temperaturgradienten in der Probe kommt es im aufgewärmten Bereich zur größten Umformung, was in der numerischen Simulation zur Entwicklung der neuartigen Kreuzzugprobengeometrie berücksichtigt wurde.

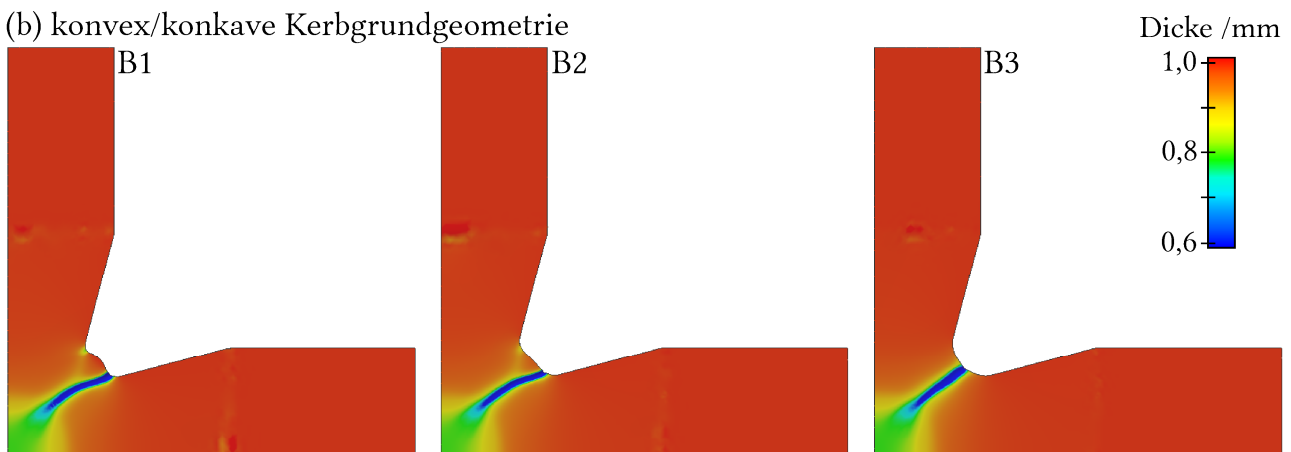
Als Bewertungsmaßstab wird die maximale Umformung in Blechdickenrichtung herangezogen, wobei eine lokalisierte Ausdünnung vermieden werden sollte. Eine optimale Probengeometrie hat die Eigenschaft im Messbereich homogen auszudünnen, ohne es im Kerbgrund zur Dehnungslokalisierung kommt. In **Abbildung 85** ist die lokale Blechdickenverteilung nach der definierten Belastung von 3 mm Traversenweg bei 250 °C der Ausgangsformen aus dem Schrifttum abgebildet. Die Konzepte A1 bis A3 demonstrieren, wie die Kerbgrundgeometrie die Dehnungslokalisierung beeinflussen. Nach GHIOTTI et al. [269] sollte der Kerbgrundradius möglichst groß gewählt werden, da Kreuzzugproben hier dazu neigen lokal auszudünnen und zu Versagen. Die Konzepte A1 bis A3 variierten zudem die Geometrie der Ausleger mit dem Ziel, die Belastung homogen in die Probenmitte zu leiten. Die Ausgangsform mit dem 40 mm Kerbgrundradius zeigt die geringste Lokalisierung und erreichte maximale Hauptumformgrade von $\varphi_1 = 0,1\text{--}0,13$ im Messbereich. Es sei anzumerken, dass die Oberflächengröße in der Mitte der Probe die maximal zu erreichenden Umformgrade direkt beeinflusst. D. h., wenn die Ausleger lang und der belastete Querschnitt klein sind, so können bei gleichem Traversenweg

größere Umformgrade im Messbereich erreicht werden. Weil der Auslegerquerschnitt der Varianten in **Abbildung 85a** identisch ist, hatten die geometrischen Unterschiede der Ausleger hier keinen Einfluss.

(a) maximale Radien am Kerbgrund



(b) konvex/konkave Kerbgrundgeometrie



(c) zusätzliches Kreissegment am Kerbgrund

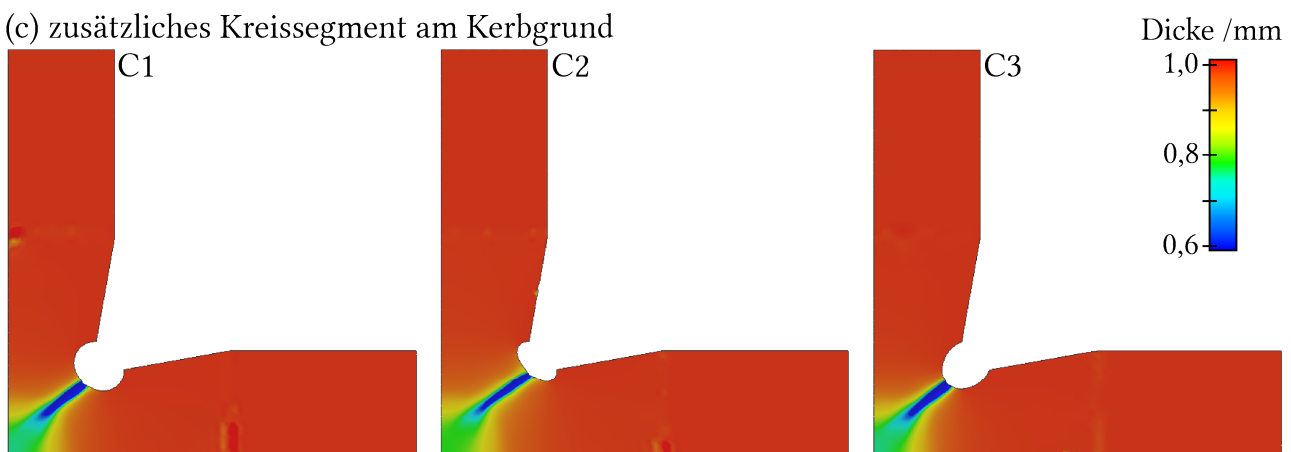


Abbildung 85: Dehnungslokalisierung in Abhängigkeit der Ausgangsformen; farbliche Darstellung der Blechdicke nach der biaxialen Zugbelastung in numerischer Simulation

Die Konzepte B1 bis B3 werden im Schrifttum als die am häufigsten eingesetzte Geometrie neben den einfachen kreuzförmigen Proben aufgeführt [270]. Die konkaven Kerbgrundgeometrien (**Abbildung 85b**) verschärfen die Kerbwirkung im Gegensatz zu den maximalen

Kerbgrundradialen jedoch deutlich. Der schmale eingeschnürte Bereich ist stärker ausgeprägt und führt zu maximalen Hauptumformgraden $\varphi_1 = 0,13\text{--}0,14$ im Messbereich. Wird der Kerbgrund konvex ausgeformt, ändert sich an der Wirkung lediglich, dass sich der Einschnürbereich zu den neu entstandenen Kerben verlagert. In welche Richtung sich die Einschnürung dabei verlagert, ist von den orthotropen Fließeigenschaften des Werkstoffs abhängig. Für den Fall des UWS verlagert sich die Einschnürung in QR.

Die zweite weitverbreitete Kreuzprobegeometrie (C1–C3) enthält zusätzliche Kreissegmente im Kerbgrund (**Abbildung 46c**). Sie sollen unter reduzierter Kerbwirkung zu höheren Umformgraden im Messbereich führen [163, 271]. In der vorliegenden numerischen Analyse konnte die Kerbwirkung unabhängig von der Geometrie dieser Kreissegmente nur unwesentlich reduziert werden. Diese Ausgangsform liefert die größten Hauptumformgrade im Messbereich mit $\varphi_1 = 0,14\text{--}0,16$. Es ist jedoch davon auszugehen, dass diese hohen Umformgrade maßgeblich durch die ungewollte Dehnungslokalisierung hervorgerufen wurden.

Die Analyse der Ausgangsformen aus dem Schrifttum hat gezeigt, dass bestehende Geometrien nicht für den experimentellen Aufbau in der Prüfapparatur BTA-840 geeignet sind und neue Konzepte notwendig sind. Die Dehnungslokalisierung im Kerbgrund stellt dabei die bedeutendste Schwachstelle dar. Der Kerbgrund stellt einen Scheidepunkt für den Materialfluss bei biaxialer Zugbelastung dar und führt zur frühen Dehnungslokalisierung. Zudem ähnelt der Spannungszustand hier der ebenen Dehnung (FLD) und begünstigt das örtliche Versagen.

Effekt zusätzlicher Kühlung

In der Prüfapparatur BTA-840 ist es zusätzlich möglich, die Kreuzzugproben über Druckluft- und Stickstoffauslässe gezielt abzukühlen. Die integrierten Dilatometrieinrichtungen nutzen Kupferrohre, welche auf die Proben gerichtet werden, um Phasenumwandlungen während einer definierten Abkühlgeschwindigkeit nachzuvollziehen. In der FEM-Simulation der Kreuzzugproben wurde die lokale Kühlung am Kerbgrund modelliert. In **Abbildung 86** ist der direkte Vergleich zwei identischer Probegeometrien mit und ohne Kühlung aufgezeigt. Da die Umformung im Kerbgrund der Auslöser für die ungewollte Dehnungslokalisierung ist, sah das Konzept einer lokalen Kühlung vor, dies zu verhindern indem tiefere Temperaturen zu lokal höhere Fließspannungen führen. Der Vergleich in **Abbildung 86** zeigt jedoch, dass selbst wenn eine extreme Kühlleistung im Bereich des Kerbgrunds zu Temperaturen um ca. 30 °C experimentell erreicht werden könnte, so würde es die Dehnungslokalisierung nur in sehr geringem Maße beeinflussen. Dennoch gibt sie einen wichtigen Hinweis bezüglich der Dehnungsverteilung. Durch die Kühlung hat sich die Dehnungslokalisierung in Richtung der Ausleger verschoben. Da geometrische Änderungen der Kreuzzugproben weitaus größere Wirkungen zeigten, wird im Folgenden aufgezeigt wie die Dehnungslokalisierung aus dem Kerbgrund zu den Auslegern verschoben worden ist.

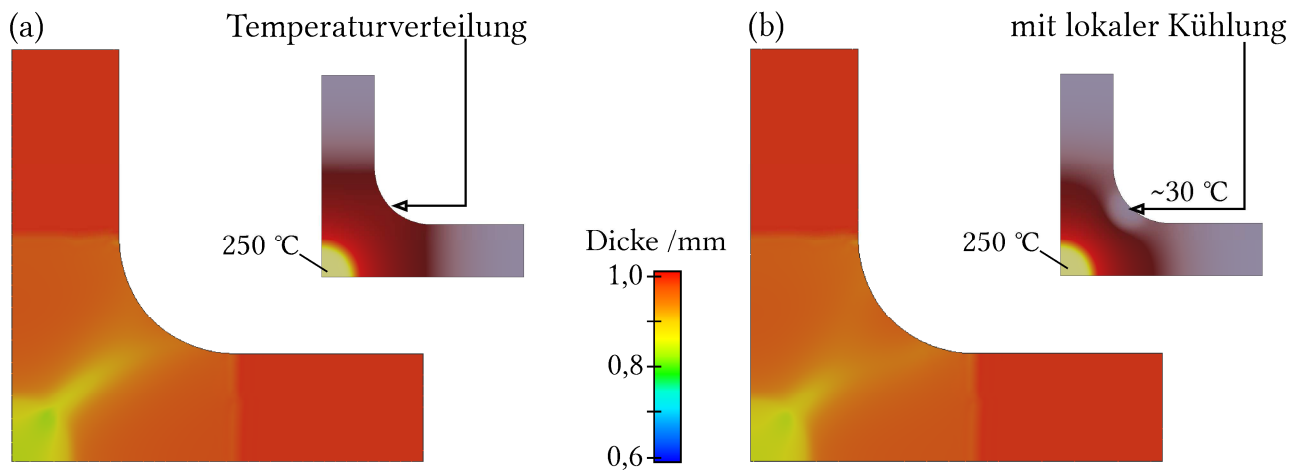


Abbildung 86: Vergleich der Blechdickenreduzierung bei biaxialer Umformung, wenn die Probe mittig auf 250 °C aufgewärmt wird (a) bzw. gleichzeitig im Bereich des Kerbgrunds gezielt abgekühlt wird (b)

Einsatz von Aussparungen

Weil die Ausgangsformen alle von der ungewollten Dehnungslokalisierung betroffen sind und eine lokale Abkühlung nicht effektiv ist, sind Aussparungen als weiteres Konzept aus dem Schrifttum untersucht worden [244, 245]. In **Abbildung 87** ist zu erkennen, dass die Wirkung von Aussparungen in direktem Zusammenhang mit ihrer Position und Dimensionierung sowie der Kerbgrundgeometrie steht. In diesem Beispiel sind die Aussparungen zudem mit ihrer Längsachse in Richtung der Probenmitte schräg angeordnet. Wie MERKLEIN et al. [176] schreiben, haben Aussparungen die Wirkung die Spannungskonzentrationen im Kerbgrund zu reduzieren.

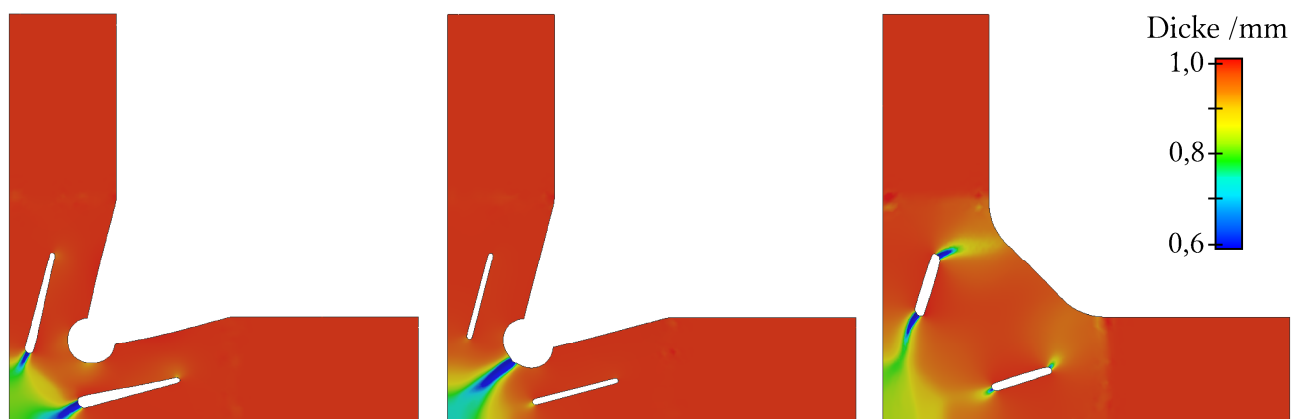


Abbildung 87: die Dehnungslokalisierung lässt sich durch die Position der Aussparungen relativ zum Kerbgrund, sowie der Kerbgrundgeometrie stark beeinflussen

Eine Studie, in der die Ausgangsformen mit verschiedenen Aussparungen kombiniert worden sind, lieferte das Ergebnis, dass die Aussparungen idealerweise in Form eines Tröpfchens integriert werden sollten. Zudem muss die Längsachse der Aussparungen deckungsgleich der

Belastungsachsen liegen (siehe **Abbildung 88**). Auf diese Weise können die Spannungskonzentrationen im Kerbgrund wesentlich effektiver in die Ausleger verlagert werden. In Kombination mit großen Kerbgrundradien kann somit eine homogene Dehnungsverteilung im Messbereich erreicht werden.

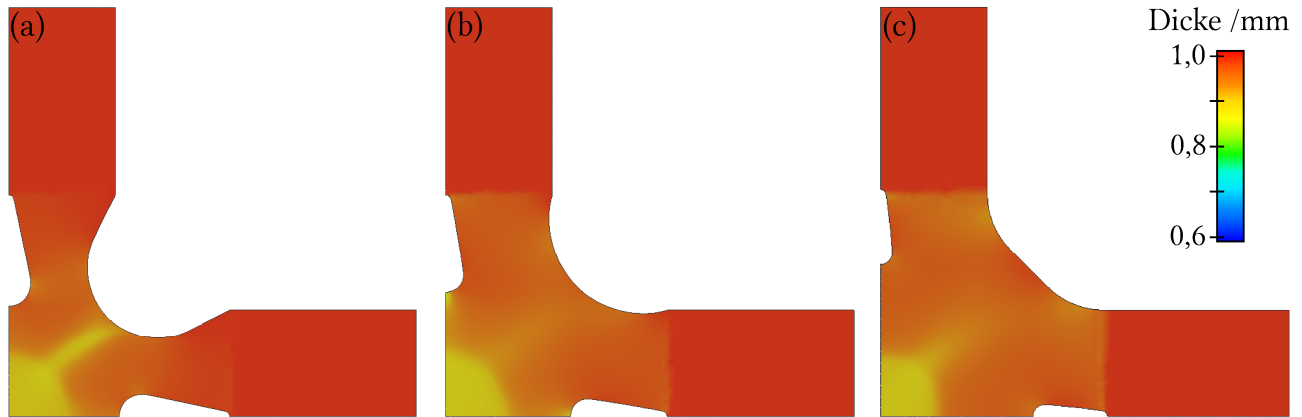


Abbildung 88: Aussparungen mit Tröpfchenform liefern eine homogene Dehnungsverteilung im Messbereich

Das Lokalisierungsverhalten der Kreuzprobegeometrie, welche in der vorliegenden Arbeit zur Validierung des Materialmodells verwendet wurde, ist in **Abbildung 88c** abgebildet (siehe Zeichnung mit Maßen in **Abbildung 39**, S. 80). Im Unterschied zu den Probegeometrien in **Abbildung 88a/b** sind die Ausleger sehr viel breiter, da der Radius der Aussparungen klein gehalten ist. Die Aussparungen sind möglichst weit weg vom Messbereich positioniert, damit die größten Umformgrade im Messbereich konzentriert werden. Zudem ist eine gerade Kerbgrundform gewählt worden, um die mögliche Lokalisation weiter in Richtung der Ausleger zu verlagern. Somit nimmt mehr Volumen an der Umformung teil und die Dehnungslokalisierung wird verzögert. Im folgenden Kapitel wird aufgezeigt, wie sich die neuentwickelte Probegeometrie bei verschiedenen Temperaturen und Dehnungszuständen verhält.

6.5.3 Kreuzzugversuche

Kreuzzugversuche bieten einen reibungsfreien Umformprozess und erlauben zudem die Einstellung definierter Dehnungszustände. Analog der einachsigen Flachzugversuche sind die thermischen Randbedingungen der FEM-Simulation mithilfe einer Thermografieaufnahme festgelegt worden. In **Abbildung 89a** ist die Position des Linienschnitts, welcher als Referenz diente, entlang der Probenmitte eingezeichnet. Weil der Temperaturverlauf entlang des Linienschnitts für die Temperaturen von 150 °C bis 350 °C, wie in **Abbildung 89b** zu sehen ist, ein Plateau im Messbereich bildet, wäre ein Polynom n -ten Grades zur Approximation der Temperaturverteilung zu ungenau. Daher ist das FEM-Modell um ein zusätzliches Heizelement erweitert worden, welches über entsprechend definierte Randbedingungen für ein konstantes

Temperaturfeld in der Mitte der Probe sorgt. Ein Wärmeübergangskoeffizient von $20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ zu den gekühlten Werkzeugen an der Einspannung sorgt für den Temperaturabfall in Richtung der Belastungsachsen.

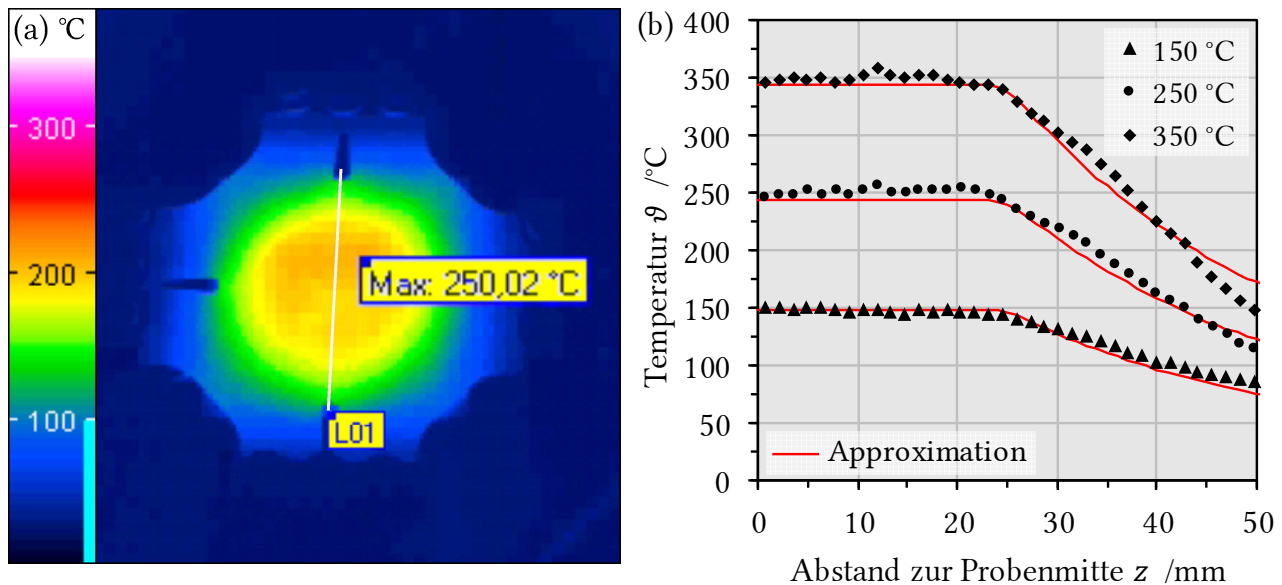


Abbildung 89: markierter Linienschnitt und die maximale Temperatur in der Thermografieaufnahme einer Kreuzzugprobe bei 250 °C (a); Verlauf der Prüftemperaturen 150 °C, 250 °C und 350 °C im Vergleich zu den Randbedingungen der FEM (b)

Im Folgenden wurden drei charakteristische Dehnungszustände zur Modellvalidierung herangezogen. Der Dehnungszustand des Streckziehens bezeichnet positive Haupt- sowie Nebenumformgrade. Für den Fall eines Kreuzzugversuchs bedeutet dies, dass beide Belastungsachsen die Kreuzzugproben um denselben Betrag und mit der gleichen Geschwindigkeit unter Zug beanspruchen. Im Rahmen der Modellvalidierung wurden die Kreuzzugproben mit einer Transversengeschwindigkeit von 1 mm/s bis zu einem Weg von 14 mm biaxial umgeformt. Der Dehnungszustand der ebenen Dehnung zeichnet sich dadurch aus, dass positive Hauptumformgrade mit einer nahezu vollständig behinderten Nebenformänderung kombiniert werden. D. h., dass die horizontale Belastungsachse festgestellt wird und somit verhindert, dass das Material aus dieser Richtung nachfließen kann. Der einachsige Zug kann in Kreuzzugproben eingestellt werden, indem die horizontale Belastungsachse hingegen kraftlos eingestellt wird.

Da die neu entwickelte Probengeometrie nur für die Prüfung in Kombination mit der induktiven Heizung vorgesehen ist, sind im Folgenden die Ergebnisse für 150 °C, 250 °C und 350 °C in experimenteller und numerischer Simulation dargelegt. Lediglich beim Dehnungszustand des Streckziehens ist es zum Versagen der Kreuzzugproben im Experiment gekommen, daher wird dieser Dehnungszustand im Folgenden maßgeblich behandelt. In **Abbildung 90** ist dargestellt welche Triaxialitätsfaktoren η auf Grundlage der numerischen Simulation für

die jeweiligen Dehnungszustände vorlagen. Der hohe Triaxialitätsfaktor beim Streckziehen ist hauptverantwortlich für die Entwicklung duktiler Schädigungsmechanismen.

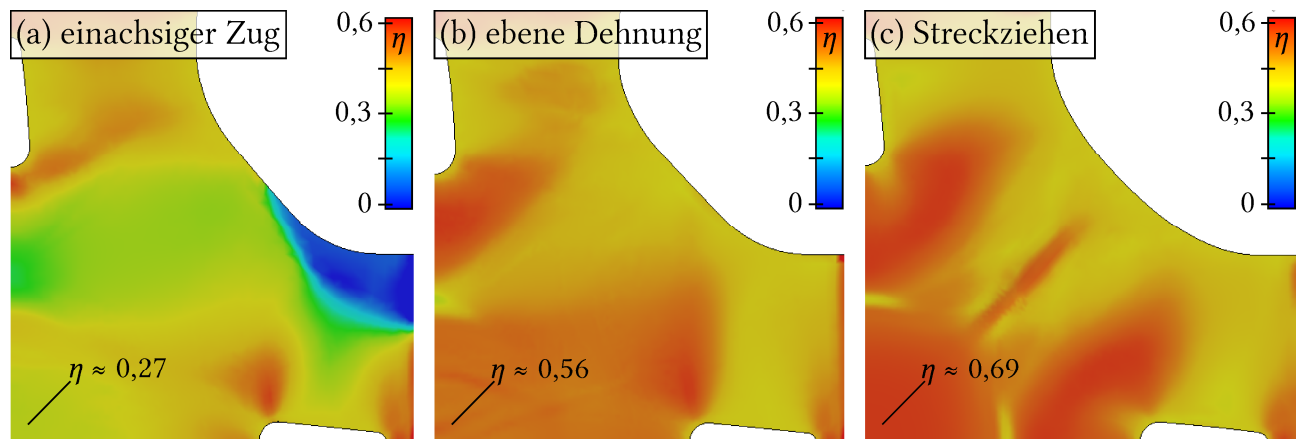


Abbildung 90: Darstellung des Triaxialitätsfaktors aus der numerischen Simulation der Dehnungszustände des einachsigen Zugs (a), der ebenen Dehnung (b) und des Streckziehens (c), die mithilfe der neuentwickelten Kreuzprobengeometrie eingestellt wurden

Im Experiment wurde festgestellt, dass die Kreuzproben beim Dehnungszustand des Streckziehens bei 150 °C quer zur Aussparung reißen und es nur zu sehr geringen Umformgraden im Messbereich kommt. In **Abbildung 91a** ist der zugehörige Temperaturgradient bei einer Erwärmung bis 150 °C abgebildet. Die FEM-Simulationsergebnisse in **Abbildung 91b** verdeutlichen, dass trotz des Temperaturgradienten durch die induktive Erwärmung, die duktile Schädigungsmodellierung zu einem erhöhten PVA im Bereich der Ausleger kommt.

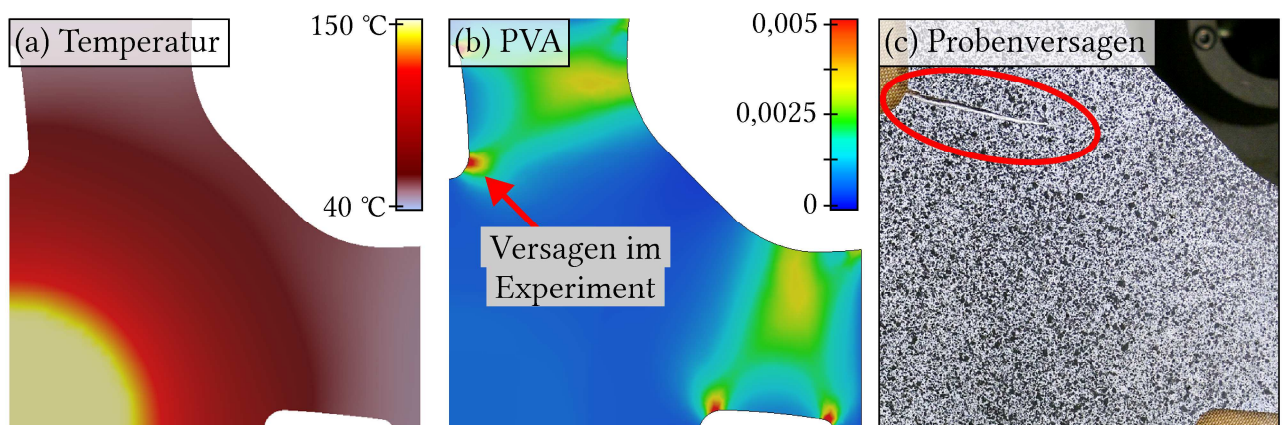


Abbildung 91: numerische Simulation der Temperaturverteilung eines Kreuzzugversuches bei 150 °C (a); der Dehnungszustand des Streckziehens bei 150 °C verursacht das Versagen der Probe im Bereich des Auslegers, sowohl in der numerischen (b) als auch der experimentellen Simulation (c)

Dies führte zum Versagen, wie es auch im Experiment beobachtet werden konnte (**Abbildung 91c**). Das Versagen geht dabei vom inneren Radius der Aussparung aus, weil diese durch die

Umformung im Ausleger senkrecht belastet wird. Auch wenn die Probengeometrie bei 150 °C nicht die erwünschte Dehnungsverteilung lieferte, verdeutlicht sie sehr gut, dass das Verformungs- und Schädigungsmodell in Abhängigkeit der Temperatur hier zu sehr genauen Ergebnissen geführt hat.

Die Verteilung des Umformgrads bei 250 °C hingegen liefert sowohl im Experiment als auch in der numerischen Simulation den geforderten Dehnungszustand des Streckziehens. In **Abbildung 92a/b** zeigt die Gegenüberstellung der DIC Analyse des geviertelten Messbereichs einer Kreuzzugprobe und der FEM-Simulation sehr gute Übereinstimmungen sowohl in Bezug auf die Absolutwerte als auch die Dehnungsverteilung. Im gesamten Bereich der induktiven Erwärmung kommt es zu homogen verteilten Umformgraden.

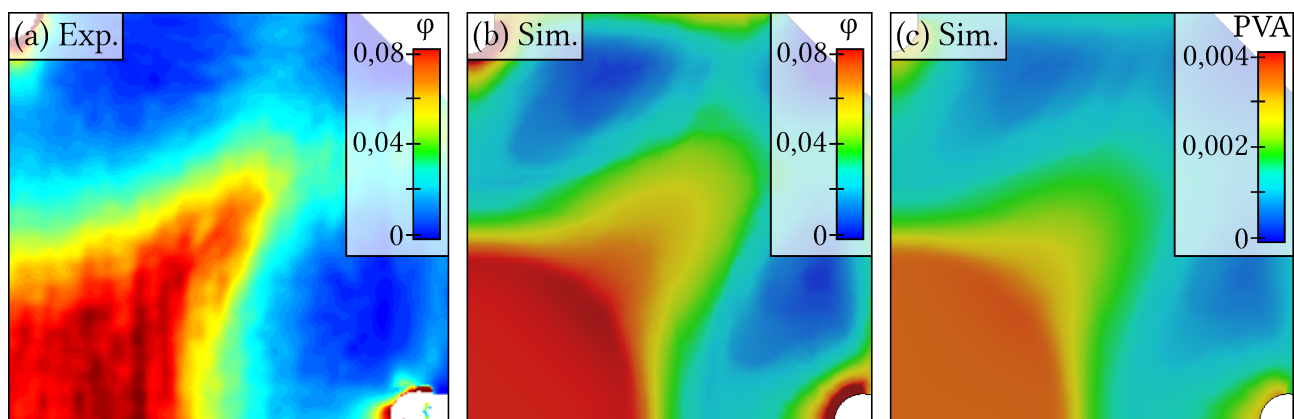


Abbildung 92: hohe Übereinstimmung in der Darstellung der experimentellen Dehnungsanalyse (a) im Vergleich zur numerischen Simulation (b) von Kreuzzugproben während des Streckziehens bei 250 °C; der lokale PVA bildet sich beim Dehnungszustand des Streckziehens ähnlich der Umformgradverteilung aus (c)

Bei Betrachtung der Umformgrade in der Nähe der Aussparung, hat die numerische Simulation ebenfalls treffende Ergebnisse erzielt. Sowohl die DIC Analyse als auch die FEM-Simulation zeigen hohe Umformgrade um den Radius der Aussparungen an. Das ist ein Hinweis darauf, warum es im Experiment vereinzelt auch bei 250 °C zum Versagen der Kreuzzugproben im Bereich der Ausleger kam. Die Verteilung des PVA in **Abbildung 92a** bildet sich ähnlich der Umformgradverteilung aus. Während der numerischen Simulation kam es jedoch nicht zum Versagen der Kreuzzugproben bei 250 °C, weil der PVA nicht den kritischen Wert dafür erreichte.

Bei der Untersuchung des Streckziehens bei 350 °C konzentrierten sich die maximalen Umformgrade hauptsächlich in der Mitte und nicht mehr am Rand der Kreuzzugproben. Zu Beginn der Umform findet die Verformung im Messbereich statt, verschiebt sich jedoch in den Übergangsbereich zwischen Messbereich und Kerbgrund. Wie in **Abbildung 93a** zu erkennen, bilden sich dort die maximalen Umformgrade zum Ende der Umformung aus. Mithilfe der

numerischen Simulation konnte ein sehr ähnliches Abbild dieser Dehnungslokalisierungen berechnet werden (vgl. **Abbildung 93b**). In der FEM-Simulation kam es kurz vor dem maximalen Traversenwegs zur Erreichung des kritischen PVA, welcher zum lokalen Versagen bei 350 °C führte. Der Vergleich mit dem Experiment in **Abbildung 93c** verdeutlicht die hohe Abbildungsgenauigkeit des entwickelten Materialmodells.

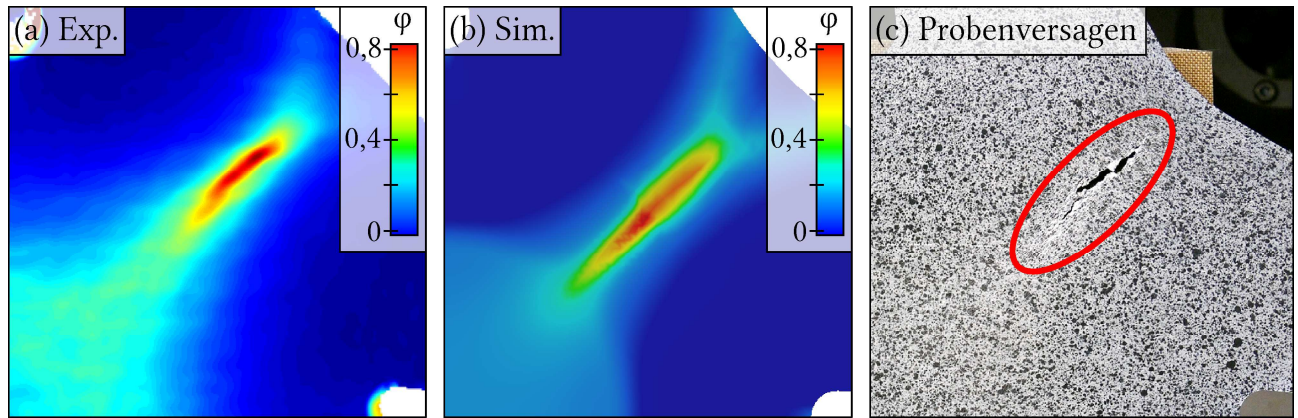


Abbildung 93: der Vergleich der maximalen Umformgrade bei 350 °C liefert im Experiment (a) die gleichen Absolutwerte wie die numerische Simulation (b); auch das Schädigungsverhalten welches sich im Experiment (c) darbot, konnte numerisch exakt abgebildet werden

Es folgte der direkte Vergleich der Kraft-Weg-Verläufe bei 150 °C, 250 °C und 350 °C. Wie in **Abbildung 94a** zu sehen, liegen die Absolutwerte der numerischen Simulation in guter Näherung zum Experiment. Das Streckziehen bei 150 °C zeichnet sich durch den kürzesten Kraft-Weg-Verlauf aus, weil es sowohl in experimenteller als auch numerischer Simulation zum frühzeitigen Versagen im Bereich der Ausleger kam. Bei 250 °C und 350 °C hingegen konnte nahezu der gesamte Traversenweg der biaxialen Prüfeinrichtung BTA-840 zur Umformung genutzt werden. Es sei anzumerken, dass die Abweichung der Verläufe der FEM-Simulation sehr wahrscheinlich auf die Vernachlässigung der Wärmeausdehnung zurückzuführen ist. Im Experiment ist die Wärmeausdehnung der Kreuzzugproben durch die kraftgeregelte Wegsteuerung der Vorschubzylinder kompensiert worden. Dies ist in der FEM-Simulation nicht berücksichtigt worden. Dadurch kommt es gerade in den kälteren Bereichen der Kreuzzugproben zu Verfestigungen, welche in der FEM-Simulation nicht abgebildet werden.

Linienschnitte bieten die Möglichkeit die Dehnungsmessung entlang einer definierten Achse auszulesen und zweidimensional darzustellen (siehe **Abbildung 94b**). In dem **Kapitel 5.3.2** (S. 81) ist aufgezeigt wie die sechs Linienschnitte für den Fall der Kreuzzugproben im Post-Processing der DIC-Analyse ausgewertet wurden. Die experimentell bestimmte Verteilung des Umformgrads bei 250 °C und 350 °C ist einer deutlichen Messwertstreuung unterlegen. Eine leichte Asymmetrie im Verlauf ist zudem auf die nicht gänzlich kreisrunde Temperaturverteilung in der Kreuzzugprobe zurückzuführen. Sowohl die Absolutwerte als auch der

qualitative Verlauf der numerischen Simulation passen sehr gut zum Experiment. Die Umformgradverteilung bei 150 °C ist hier nicht aufgeführt, weil die Umformgrade im Messbereich zu gering waren.

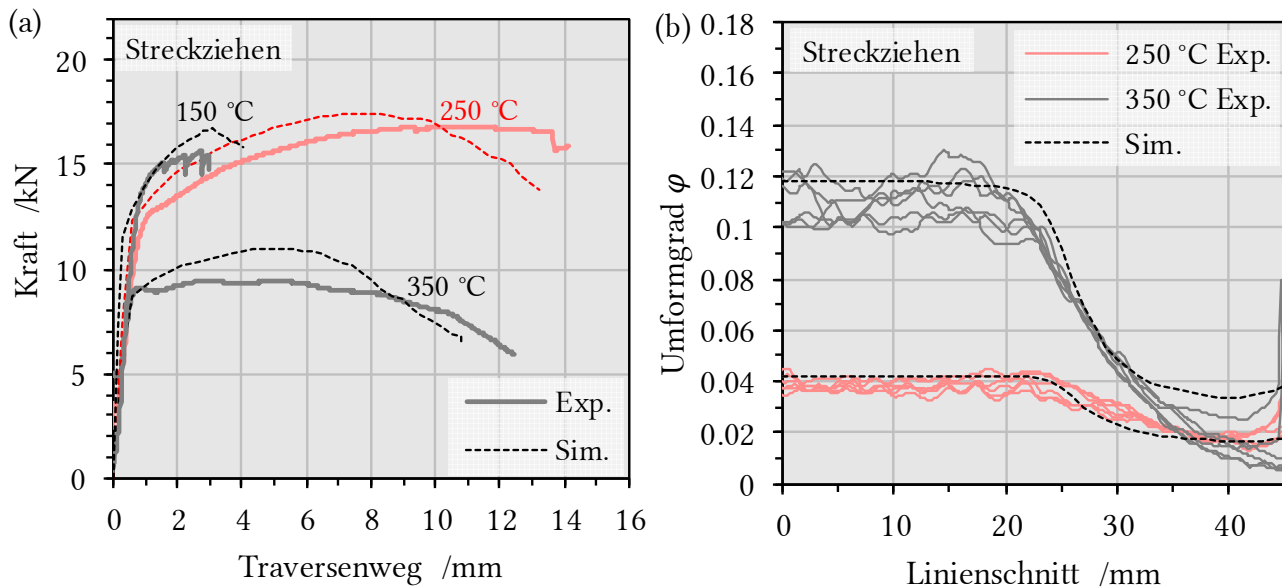


Abbildung 94: Vergleich der Absolutwerte der Kraft-Weg-Daten (a) und Umformgrade entlang der Linienschnitte (b) aus der experimentellen und numerischen Simulation

Als Fazit zu den neuentwickelten Kreuzzugproben gilt es zu festzuhalten, dass die Temperaturgradienten verschiedener Prüftemperaturen zu unterschiedlichen Dehnungsverteilungen führten. Vor diesem Hintergrund ist eine Weiterentwicklung der Probengeometrie für unterschiedliche Temperaturbereiche dienlich. Wegen der dünnen Ausgangsform des UWS ist die mechanische Ausdünnung im Messbereich nicht möglich. Diese Untersuchungen zeigten dennoch, dass das Konzept der lokalen Erwärmung zur Einstellung definierter Dehnungszustände im Messbereich erfolgreich war. Weiterhin liefert die induktive Erwärmung eine homogene Temperaturverteilung in Form eines Plateaus, was sich positiv auf die homogene Umformgradverteilung auswirkte. Bezüglich des entwickelten Verformungs- und Schädigungsmodells kann zusammenfassend gesagt werden, dass die Anwendung in der numerischen Simulation von Dehnungszuständen vom einachsigen Zug bis zum Streckziehen mit sehr hoher Abbildungsgenauigkeit möglich ist.

6.5.4 NAKAJIMA Tiefungsversuche

Im Vergleich zu den Flach- und Kreuzzugversuchen in der Prüfapparatur BTA-840, sind die Thermografieaufnahmen der NAKAJIMA Tiefungsversuche nicht so eindeutig reproduzierbar gewesen. Das lag vor allem an der Nähe der Probenoberfläche zu Maschinenteilen sowie den aufgeheizten Tiefziehwerkzeugen, welche das Temperaturmessergebnis durch Reflektionen der Wärmestrahlung (Infrarot) verfälschten. Daher ist der reale Temperaturverlauf mithilfe

angeschweißter Thermoelemente und einem Kontaktthermoelement annähernd bestimmt worden. In **Abbildung 95** ist anhand des verwendeten FE-Modells dargestellt, wie sich der Temperaturverlauf zum Ende des Tiefziehprozesses in Abhängigkeit der Probengeometrie ausbildet. Zu Beginn des Tiefziehprozesses haben sowohl die Blechproben als auch die Werkzeuge (Ziehring, Niederhalter und Stempel) die gleiche homogene Temperaturverteilung. Unter der Annahme eines konstanten Wärmeübergangskoeffizienten zur Umgebung von $5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ fällt die Temperatur in dem Bereich zwischen dem Niederhalter und der Probenmitte. Bei 1 mm/s Stempelgeschwindigkeit kann der Temperaturunterschied hier bis zu 20 K betragen. Eine höhere Stempelgeschwindigkeit reduziert die Zeit, in der die Wärme verloren geht. Aufgrund des hohen Kontaktdruckes zum Ziehring, dem Niederhalter und dem Stempel hält die Blechprobe an den Kontaktstellen die definierte Versuchstemperatur.

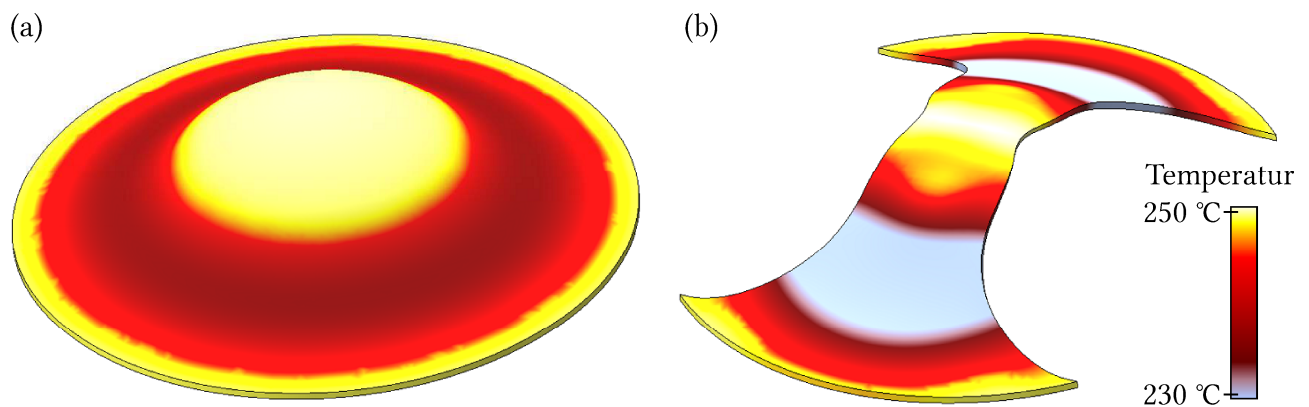


Abbildung 95: inhomogene Temperaturverteilung am Ende des Tiefziehversuchs bei 1 mm/s für den Fall voller Blechenden (a) sowie taillierter Blechproben (b)

Mit fortschreitendem Stempelweg wird die Blechprobe durch den halbkugelförmigen Stempel umgeformt. Die Reibwertkoeffizienten sind in Abhängigkeit der Werkstoffpaarung und tribologischen Randbedingungen festgelegt worden. Zwischen Stempel und Blechprobe wurde ein Reibwert von $\mu = 0,02$ angenommen, denn dort wird PFTE-Folie (Teflon genannt) zur Reibungsreduzierung appliziert. Den Ziehring berührt die Probe ohne Schmierung, weswegen dort ein Reibwert von $\mu = 0,3$ angenommen wurde. Der Niederhalter verhindert das Nachfließen des Werkstoffs komplett. Aufgrund dessen findet die Umformung bei normgerechten Reibbedingungen hauptsächlich in der Mitte der Blechproben statt.

Bei Betrachtung des Triaxialitätsfaktors sind große Unterschiede im Spannungszustand in Abhängigkeit der Probengeometrie zu verzeichnen. Die Blechproben mit breiter Taillierung zeigen hohe Triaxialitätsfaktoren $\eta > 0,6$ im Messbereich. Dahingegen ähnelt der Spannungszustand der Blechproben mit schmaler Taillierung dem des einachsigen Zugs mit $\eta \approx 0,3$. Daher sind Schädigungsmodelle in Blechumformung von großer Bedeutung und steigern die Genauigkeit des Modells. Der Vergleich der Stempelkräfte zeigt, dass die nicht-taillierten

Blechproben die höchste Umformkraft benötigten. Diese steigt mit zunehmender Stempelgeschwindigkeit und sinkt mit zunehmender Temperatur. Die numerische Simulation des NAKAJIMA Tiefziehversuchs liefert hier sehr gute Übereinstimmungen mit dem Experiment (vgl. **Abbildung 96**). Es sind zudem Parallelen zu den Flach- und Kreuzzugversuchen zu verzeichnen. Der Dehnungszustand des Streckziehens kann von dem Werkstoffmodell am besten abgebildet werden. Dehnungszustände in Richtung des einachsigen Zugs sind von einem verfrühten Versagen betroffen.

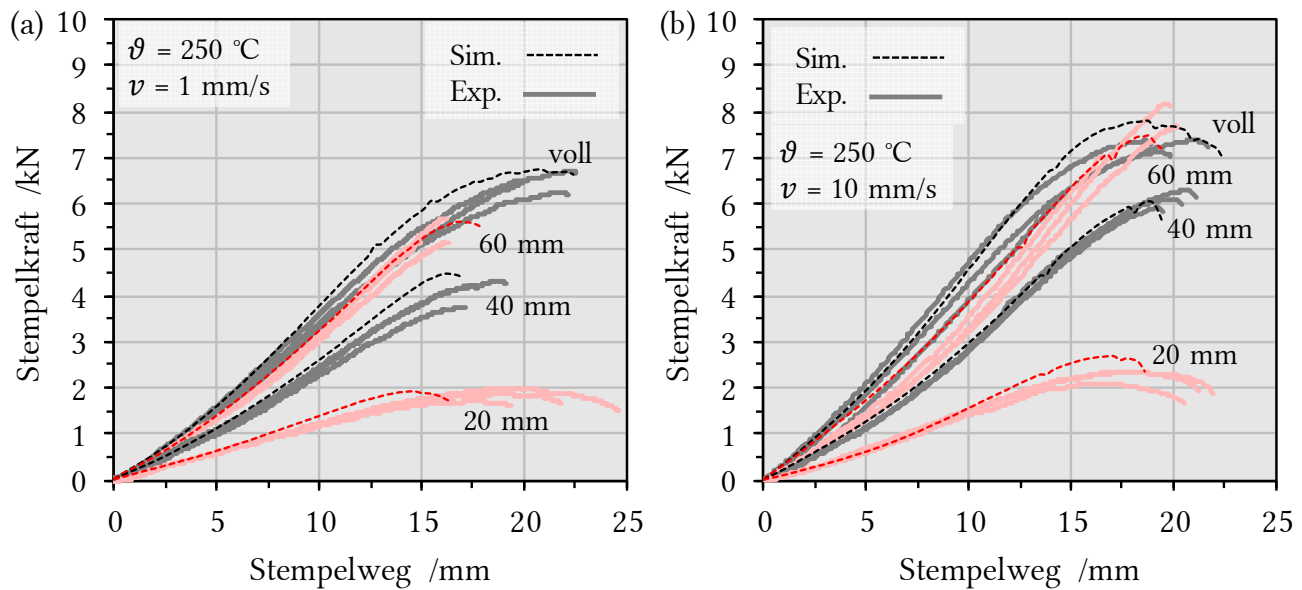


Abbildung 96: Gegenüberstellung der Stempelkraft in experimenteller und numerischer Simulation unterschiedlich taillierter Blechproben bei 250 °C und Stempelvorschubgeschwindigkeiten 1 mm/s (a) und 10 mm/s (b)

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit speziell für Mg-Feinblech relevanten Charakterisierungsmethoden für die Parametrisierung eines gekoppelten Schädigungsmodells unter Berücksichtigung der Orthotropie. Die Anwendung erfolgt anhand von 1,0 mm dünnem AZ31 Feinblech eines über das Gießwalzverfahren mit anschließendem Warmwalzprozess hergestellten Coils. Die Kerninhalte dieser Untersuchung sind:

- Das entwickelte Verformungs- und Schädigungsmodell bis zu Umformgraden $\varphi = 1$ ist gültig für Temperaturen von Raumtemperatur bis 350 °C und Umformgeschwindigkeiten von $0,01 \text{ s}^{-1}$ bis 1 s^{-1} .
- Das Ver- und Entfestigungsverhalten ist mithilfe von Schichtstauchversuchen ermittelt und über einen modifizierten teilempirischen Freiburger-Ansatz für $0,001 < \varphi < 1$ modelliert worden.
- Die experimentell bestimmte Orthotropie der mechanischen Eigenschaften sowie die anisotrope Verfestigung findet in Form von temperatur- und umformgradabhängigen HILL'48 Modellkoeffizienten Rücksicht.
- *In situ* Zugversuche im Rasterelektronenmikroskop liefern Aussagen zu aktiven Deformations- sowie Schädigungsmechanismen. Die Ergebnisse werden zudem für die experimentelle Parametrisierung des GTN-Modells genutzt.
- Die Validierung des Modells erfolgt anhand von Flachzugversuchen, Kreuzzugversuchen sowie NAKAJIMA Tiefungsversuchen in experimenteller und numerischer Simulation.

Durch die vorliegende Arbeit wird erstmalig das Forschungsziel, für Magnesiumfeinblech einen experimentell validierten, gefüge- und mechanismenbasierten Parametersatz für die numerische Verformungs- und Schädigungssimulation unter Berücksichtigung der anisotropen Verfestigung zu ermitteln, erreicht. Damit wird dem ansteigenden Bedarf anwendungsrelevanter Werkstoffmodelle für die Entwicklung von Mg-Blechbauteilen entgegengekommen. Der Anwendung dieser Werkstoffgruppe mit großem Leichtbaupotenzial steht aktuell der Aufwand in der Entwicklungsarbeit entgegen, weil die hauptsächlich durch die FEM-Simulation gestützte industrielle Blechbauteilentwicklung nicht über die notwendigen Werkstoffmodelle

der kommerziell erhältlichen Legierungen wie AZ31 verfügt. Auch die Forschungslandschaft zeichnet sich auf dem Gebiet der kontinuumsmechanischen Modellierung der dünnen Mg-Bleche lückenhaft aus. Besonders die Entwicklung von gekoppelten Schädigungsmodellen scheitert bis jetzt an der fehlenden experimentellen Ermittlung von Schädigungsparametern.

Daher sieht die vorliegende Arbeit vor, ein numerisches Modell zur Verfügung zu stellen, welches direkt in der Prozessentwicklung für Bauteile aus AZ31 Feinblech einsetzbar ist. Das Modell setzt sich aus drei Teilmodellen zusammen: (1) die Fließkurvenmodellierung, (2) die Modellierung der anisotropen Verfestigung und (3) die gekoppelte Schädigungsmodellierung. In der Arbeit wurde eine Methodik aus einer Reihe von Charakterisierungsmethoden festgelegt, die auf Magnesiumfeinbleche anwendbar ist und die notwendigen Parameter für die entwickelten Teilmodelle liefert. Mithilfe des Computer Algebra Systems MATLAB wird aufgezeigt, wie große Messdatenmengen effektiv analysiert und für ein besseres Verständnis des Werkstoffverhaltens quantifiziert werden können. Im Vordergrund steht stets das charakteristische Umformverhalten des Untersuchungswerkstoffs mit hexagonal dichtest gepackter Kristallgitterstruktur.

An der Pilotanlage des Instituts für Metallformung der TU Freiberg ist das untersuchte AZ31 Feinblech über den Gießwalzprozess und eine anschließende thermomechanische Behandlung hergestellt worden. Für die Gesamtheit der vorliegenden experimentellen Untersuchungen kann annähernd von einer Gleichwertigkeit im Ausgangszustand ausgegangen werden, weil es sich um Proben eines einzelnen Coils handelt. Das Material zeichnet sich durch eine vollständig rekristallisierte Mikrostruktur (6 μm mittlerer Korndurchmesser) und eine scharfe Basaltextur aus.

Die Modellierung des Ver- und Entfestigungsverhaltens bildet die Basis für das entwickelte Modell. Im genannten Gültigkeitsbereich werden isotherme Schichtstauchversuche durchgeführt, um anschließend temperatur- und geschwindigkeitsabhängige Fließkurven aus den Maschinendaten zu berechnen, die sowohl den Temperaturbereich der Kalt- als auch der Warmumformung einschließlich des technologisch wichtigen Übergangsbereiches erschließen. Die hohen Umformgrade bis $\varphi = 1$ stellen ein Novum in der Erforschung von AZ31 Feinblechen dar. Diese dominiert ab 220 °C und beginnt bei Umformgraden $\varphi \leq 0,05$. Die Ergebnisse zeigen, dass es bei 220 °C zu einer abrupten Änderung der Aktivierungsenergie der plastischen Umformung kommt. Diese Änderung zeigt einen Einfluss auf die Stabilität der Schichtstauchversuche. Bei Temperaturen unter 200 °C hat sich gezeigt, dass die orthotropen Fließeigenschaften des basal texturierten Feinblechs zu hohen Fließspannungen führen. Die Berechnung der Vergleichsspannung im Zylinderstauchversuch, unter der Annahme eines isotropen Umformverhaltens, hat hier zu Abweichungen geführt.

Mithilfe der Fließkurven wird ein Modellansatz entwickelt, der aus Teilen des Freiburger Fließkurvenansatz abgeleitet ist. Die Simulationsfunktionen dieses Ansatzes basieren auf physikalischen Gesetzmäßigkeiten und bieten durch ihre hohe Anzahl an Fit-Parametern optimale Voraussetzungen, das besondere Ver- und Entfestigungsverhalten des Untersuchungswerkstoffs abzubilden. Dieses zeichnet sich durch einen Wechsel in der Aktivierungsenergie in Abhängigkeit der Temperatur aus und zeigt zudem eine sehr wirkungsvolle dynamische Rekristallisation. Die Besonderheit des modifizierten teilempirischen Freiburger-Ansatzes ist der Einsatz von neuartigen Wichtungstermen, wodurch eine genauere Abbildung des Kalt- sowie Warmfließverhaltens möglich ist. Besonders hervorzuheben ist, dass damit der Fließkurvenansatz über den gesamten Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 350 °C stetig differenzierbar ist und den Wechsel der Verformungsmechanismen im mittleren Temperaturbereich berücksichtigt. Die Parameter sind auf Seite 104 einzusehen.

Die hochaufgelöste optische Dehnungsmessung bei Flachzugversuchen ermöglicht es, den Verlauf der senkrechten Anisotropie (LANKFORD-Parameter: r -Wert) in Abhängigkeit der lokalen Umformgrade aufzuzeichnen. Über eine mittels MATLAB programmierte „Rückwärts-Analysemethode“ ist dies genau im Bereich der Einschnürung für ein definiertes Messraster erfolgt. Diese außergewöhnliche Auswertemethode ermöglicht es, dass das orthotrope Umformverhalten in Anlehnung an die FEM lokal diskretisiert aufgezeichnet und für die exakte Modellbildung genutzt werden kann. Das unterscheidet das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Modell von bisherigen Ergebnissen im Schrifttum, die bis dato mit konstanten Anisotropiewerten rechnen. Der Untersuchungswerkstoff zeichnet sich durch eine hohe senkrechte Anisotropie mit $2,7 < r < 3,2$ im Ausgangszustand aus. Im Laufe der Umformung stellt sich für hohe Umformgrade von $\varphi > 0,5$ ein nahezu isotropes Umformverhalten mit $r \approx 1,14$ ein. Damit wird aufgezeigt, dass die Modellierung mit konstanten Anisotropiewerten unmöglich zu exakten Ergebnissen führen kann, weil die hohen r -Werte zu Beginn der Umformung die Ausdünnung des Werkstoffs verzögern. In der vorliegenden Arbeit wird aufgezeigt, wie die umformgradabhängigen HILL‘48-Modellkoeffizienten die Fließfläche in Abhängigkeit des anisotropen Verfestigungsverhaltens abbilden. Besonders hervorzuheben sei, dass auf diese Weise die eingeschränkte Umformbarkeit in Blechdickenrichtung, wie sie für basaltexturierte Magnesiumbleche bekannt ist, exakt abgebildet werden konnte. Der Gültigkeitsbereich entspricht dem zuvor ermittelten Modellansatzes für das Ver- und Entfestigungsverhalten. Die entwickelte Näherungsgleichung und die zugehörigen Parameter sind auf Seite 105f. einzusehen.

Mithilfe von *in situ* Zugversuchen im Rasterelektronenmikroskop wird das makroskopisch gemessene Umformverhalten vor dem Hintergrund mikromechanischer Mechanismen diskutiert. Durch verschiedene Probengeometrien wird der Triaxialitätsfaktor η gezielt genutzt, den

lokalen Belastungszustand zu variieren. Vor allem vor dem Hintergrund der Schädigungsmodellierung erhält die Diskussion über den Spannungszustand eine übergeordnete Rolle. Es wird aufgezeigt, wie die kristallografische Gleitung, das Korngrenzengleiten als auch Ver- und Entfestigungsprozesse die mechanische Reaktion des Untersuchungswerkstoffs prägen. So haben gekerbte Zugproben und einachsige Zugproben ein nahezu identisches Erscheinungsbild an der Oberfläche, mit Gleitlinien im 45°-Winkel zur Belastungsrichtung. Scherzugproben hingegen sind durch Gleitlinien entlang der Belastungsrichtung geprägt, sowie von einer starken Verzerrung und Rotation der einzelnen Körner betroffen. Die Zwillingsbildung scheint sich nicht an der freien Oberfläche zu äußern, stattdessen überwiegt eine stark inhomogene Dehnungsverteilung. Nur bei 350 °C ist das Erscheinungsbild stattgefunder dynamischer Rekristallisation erkennbar, was bisher so nicht im Schrifttum dokumentiert ist. Die Temperatur zeigt während dieser *in situ* Untersuchung einen deutlichen Einfluss auf die Aktivität mikromechanischer Mechanismen.

Letztlich wird nachgewiesen, dass der Untersuchungswerkstoff von Raumtemperatur bis 350 °C die duktilen Schädigungsmechanismen der Porenbildung, des Porenwachstums sowie der Porenkoaleszenz aufweist. Die fein verteilten Partikel zweiter Phase liefern die dafür notwendigen Keimstellen. Partikel > 5 µm werden durch die Umformung zerbrochen und lösen dann die Bildung von Poren durch das Ablösen von der Matrix aus. Kleinere Partikel lösen sich direkt von der Matrix, ohne zu zerbrechen. Der hohe Anteil von Poren ohne Kontakt zu Partikeln lässt jedoch vermuten, dass neben der partikelinduzierten Porenbildung, das Versagen an Korn- und Zwillingsgrenzen als zweiter wichtiger Mechanismus zur Porenbildung beigetragen hat. Mithilfe von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen wird der lokale Porenvolumenanteil in Flachscliffen geprüfter Mikrozugproben bestimmt. Über das Verfahren der VORONOI-Zerlegung wird der lokale Porenvolumenanteil mit der lokalen Dehnung, welche über eine Bildkorrelation gemessen wurde, in Bezug gesetzt. Im Ergebnis steht die experimentelle Parametrisierung des gekoppelten Schädigungsmodells nach GURSON, TVERGAARD und NEEDLEMAN (GTN-Modell) von Raumtemperatur bis 350 °C. Es ist von hoher Relevanz, dass diese Lücke in der experimentellen Ermittlung von Schädigungsparametern für ein Magnesiumblech geschlossen werden konnte, weil damit auch Vergleichswerte für etwaige zukünftige Untersuchungen zur Verfügung gestellt werden. Sie sind auf Seite 137 einzusehen.

Über Versuche an einer biaxialen Prüfapparatur können definierte Dehnungszustände eingestellt werden. Die Einstellung verschiedener Dehnungszustände erfordert eine speziell an das Vorhaben angepasste neuartige Probengeometrie. Diese wird zur Erreichung einer homogenen Temperatur- und Umformgradverteilung mithilfe der numerischen Simulation optimiert, wobei die lokale Erwärmung im Messbereich anstelle einer Ausdünnung genutzt wird. Die neuentwickelten Kreuzzugproben werden ebenso wie Flachzugversuche und NAKAJIMA Tiefungsversuche zur Validierung des Verformungs- und Schädigungsmodells eingesetzt.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen auf, dass ein experimentell validierter, gefüge- und mechanismenbasierter Parametersatz für die numerische Verformungs- und Schädigungssimulation von AZ31 Feinblech über einen großen Temperaturbereich möglich ist. Es sollte jedoch erwähnt werden, dass auch andere anisotrope Modellansätze, bspw. nach BARLAT oder BANABIC, auf ähnliche Weise parametrisiert werden können. Dasselbe ist für andere gekoppelte Schädigungsmodelle denkbar, denn im Schrifttum liegen diverse Weiterentwicklungen vor, welche genutzt werden können, die speziellen Charakteristika der hexagonalen Kristallgitterstruktur, die bis dato nicht bekannt waren, angemessen zu berücksichtigen. Hiermit ist speziell gemeint, dass Poren beim untersuchten AZ31 Feinblech zu großen Teilen an Korn- und Zwillingsgrenzen entstanden.

Ein direkter Bezug zu den mikromechanischen Mechanismen der Umformung konnte durch die *in situ* Zugversuche im Rasterelektronenmikroskop in Abhängigkeit des Belastungszustands nur zum Teil bestätigt werden. Eine abgesicherte Statistik über aktive Gleitsysteme und die Kornorientierung an der Oberfläche im Vergleich zu Mikrostrukturmodellen, bspw. zur Texturevolution, sollte die notwendige quantitative Unterstützung bei der Validierung bieten. Dafür wäre die Untersuchung eines größeren Bereichs von Interesse, da sich die lokalen mikromechanischen Mechanismen für verschiedene makroskopische Spannungszustände in den vorliegenden Ergebnissen kaum unterschieden haben.

8 Postskriptum

Literaturverzeichnis	1
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis.....	20
Tabellen- und Abbildungsverzeichnis.....	25
Anhang.....	36
Kurzbericht AZ31 Coil 418-3 (Herstellung)	36
Fotos Schichtstauchversuche.....	37
Fotos händische Probenpräparation.....	38
Fotos der modifizierten Induktionsspule.....	39
Partielle Ableitungen für die gekoppelte Schädigungsmodellierung	40

Literaturverzeichnis

- [1] G.J. Simandl, H. Schultes, J. Simandl, S. Paradis: Magnesium - raw materials, metal extraction and economics - global picture. Proceedings of the Ninth Biennial SGA Meeting, Dublin (2007) S. 827–830.
- [2] C. Kammer: Magnesium-Taschenbuch, Beuth Verlag GmbH; Aluminium-Verlag, Berlin, Düsseldorf (2011).
- [3] B.L. Mordike, T. Ebert: Magnesium; Properties — applications — potential, Materials Science and Engineering A 302 (2001) S. 37–45.
- [4] H. Altwicker, A. Bauer, A. Beck, H. Bohner, W. Buchmann, R. Fiedler, G. Gossrau, O. Keinert, P. Menzen, W. Moschel, E. Nachtigall, E.J. Ridder, W. Schultze, H. Seliger, G. Siebel, P. Spitaler, R. Suchy, H. Vosskühler, W.H.-O. Ziegler: Magnesium und seine Legierungen, Springer, Berlin, Heidelberg (2001).
- [5] M. Gupta, N.M.L. Sharon (Hgg.): Magnesium, magnesium alloys, and magnesium composites; A guide, John Wiley & Sons, New York (2011).
- [6] E. Hornbogen, G. Eggeler, E. Werner: Werkstoffe; Aufbau und Eigenschaften von Keramik-, Metall-, Polymer- und Verbundwerkstoffen. 10., neu bearb. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2012).
- [7] B. Ilchner, R.F. Singer: Werkstoffwissenschaften und Fertigungstechnik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2010).
- [8] M.K.J. Redecker: Erweiterte Ermittlung der Umformeigenschaften von Magnesiumfeinblechen. Dissertation. Als Typoskript gedr., Hieronymus, München (2009).
- [9] W. Borchardt-Ott, H. Sowa: Kristallographie, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013).
- [10] E. Doege, B.A. Behrens: Handbuch Umformtechnik; Grundlagen, Technologien, Maschinen. 2. Aufl., Springer-Verlag, Heidelberg, Dordrecht, London, New York (2010).
- [11] S. Kalpakjian, S.R. Schmid, E. Werner: Werkstofftechnik. 5., aktualisierte Aufl., Pearson Studium, München (2011).
- [12] G. Gottstein: Physikalische Grundlagen der Materialkunde, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2007).
- [13] G.W. Groves, A. Kelly: Independent slip systems in crystals, Philosophical Magazine 8 (1963) S. 877–887.
- [14] H.J. Bargel, G. Schulze (Hgg.): Werkstoffkunde. 12., bearb. Aufl. 2016, Korr. Nachdruck 2016, Springer-Verlag, Berlin (2016).
- [15] E. Schmid, W. Boas: Kristallplastizität; Mit Besonderer Berücksichtigung der Metalle, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1935).

-
- [16] P.G. Partridge: The crystallography and deformation modes of hexagonal close-packed metals, *International Materials Reviews* 12 (1967) S. 169–194.
- [17] B. Reh, G. Hötzsch: Zur Gleitung und Zwillingsbildung von Magnesium- und Magnesium-Kadmium-Vielkristallen bei Raumtemperatur und 77 °K, *Physica Status Solidi* 8 (1971).
- [18] S. Sandlöbes, M. Friák, S. Zaeferrer, A. Dick, S. Yi, D. Letzig, Z. Pei, L.-F. Zhu, J. Neugebauer, D. Raabe: The relation between ductility and stacking fault energies in Mg and Mg–Y alloys, *Acta Materialia* 60 (2012) S. 3011–3021.
- [19] S. Sandlöbes, M. Friák, J. Neugebauer, D. Raabe: Basal and non-basal dislocation slip in Mg–Y, *Materials Science and Engineering A* 576 (2013) S. 61–68.
- [20] R. Bürgel, H.A. Richard, A. Riemer: *Werkstoffmechanik; Bauteile sicher beurteilen und Werkstoffe richtig einsetzen. 2., überarb. Aufl., Springer Vieweg, Wiesbaden* (2014).
- [21] C. May: Beziehungen zwischen plastischer Deformation hexagonaler Metalle und den Beugungseigenschaften für Röntgenstrahlen und Neutronen. Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Freiberg (1999).
- [22] V. Vitek, M. Igarashi: Core structure of $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0 \rangle$ screw dislocations on basal and prismatic planes in h.c.p. metals; An atomistic study, *Philosophical Magazine A* 63 (1991) S. 1059–1075.
- [23] M.R. Barnett: A taylor model based description of the proof stress of magnesium AZ31 during hot working, *Metallurgical and Materials Transactions A* 34 (2003) S. 1799–1806.
- [24] M.H. Yoo, S.R. Agnew, J.R. Morris, K.M. Ho: Non-basal slip systems in HCP metals and alloys; Source mechanisms, *Materials Science and Engineering A* 319-321 (2001) S. 87–92.
- [25] M.H. Yoo, J.R. Morris, K.M. Ho, S.R. Agnew: Nonbasal deformation modes of HCP metals and alloys; Role of dislocation source and mobility, *Metallurgical and Materials Transactions A* 33 (2002) S. 813–822.
- [26] G. Gottstein: *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg* (2014).
- [27] N.V. Dudamell, I. Ulacia, F. Gálvez, S. Yi, J. Bohlen, D. Letzig, I. Hurtado, M.T. Pérez-Prado: Influence of texture on the recrystallization mechanisms in an AZ31 Mg sheet alloy at dynamic rates, *Materials Science and Engineering A* (2011).
- [28] S.R. Agnew, Ö. Duygulu: Plastic anisotropy and the role of non-basal slip in magnesium alloy AZ31B, *International Journal of Plasticity* 21 (2005) S. 1161–1193.
- [29] X. Lou, M. Li, R. Boger, S.R. Agnew, R. Wagoner: Hardening evolution of AZ31B Mg sheet, *International Journal of Plasticity* 23 (2007) S. 44–86.
- [30] Y. Eitaro, J. Kaneko, M. Sugamata: Anisotropy and Non-Uniformity in Plastic Behavior of AZ31 Magnesium Alloy Plates, *Materials Transactions* 4 (2003) S. 452–457.

-
- [31] E.A. Ball, P.B. Prangnell: Tensile-compressive yield asymmetries in high strength wrought magnesium alloys, *Scripta Metallurgica et Materialia* 31 (1994) S. 111–116.
- [32] T. Al-Samman, X. Li, S.G. Chowdhury: Orientation dependent slip and twinning during compression and tension of strongly textured magnesium AZ31 alloy, *Materials Science and Engineering A* 527 (2010) S. 3450–3463.
- [33] J.W. Christian, S. Mahajan: Deformation twinning, *Progress in Materials Science* 39 (1995) S. 1–157.
- [34] R.E. Reed-Hill, W.D. Robertson: Additional modes of deformation twinning in magnesium, *Acta Metallurgica* 5 (1957) S. 717–727.
- [35] M.H. Yoo: Slip, twinning, and fracture in hexagonal close-packed metals, *Metallurgical and Materials Transactions A* 12 (1981) S. 409–418.
- [36] L. Jiang, J.J. Jonas, A.A. Luo, A.K. Sachdev, S. Godet: Twinning-induced softening in polycrystalline AM30 Mg alloy at moderate temperatures, *Scripta Materialia* 54 (2006) S. 771–775.
- [37] M.R. Barnett: Twinning and the ductility of magnesium alloys; Part 1: "Tension" twins, *Materials Science and Engineering A* 464 (2007) S. 1–7.
- [38] N.V. Dudamell, I. Ulacia, F. Gálvez, S. Yi, J. Bohlen, D. Letzig, I. Hurtado, M.T. Pérez-Prado: Twinning and grain subdivision during dynamic deformation of a Mg AZ31 sheet alloy at room temperature, *Acta Materialia* 59 (2011) S. 6949–6962.
- [39] I. Ulacia, S.B. Yi, I. Hurtado: High strain rate formability of AZ31B magnesium alloy sheets, in: K.U. Kainer (Ed.), *Magnesium: Proceedings of the 8th International Conference on Magnesium Alloys and their Applications*, Wiley-VCH, Weinheim (2010), S. 509–515.
- [40] M.R. Barnett: Twinning and the ductility of magnesium alloys; Part 2: "Contraction" twins, *Materials Science and Engineering A* 464 (2007) S. 8–16.
- [41] C. Liu, P. Shanthraj, J.D. Robson, M. Diehl, S. Dong, J. Dong, W. Ding, D. Raabe: On the interaction of precipitates and tensile twins in magnesium alloys, *Acta Materialia* 178 (2019) S. 146–162.
- [42] Y. Liu, N. Li, M. Arul Kumar, S. Pathak, J. Wang, R.J. McCabe, N.A. Mara, C.N. Tomé: Experimentally quantifying critical stresses associated with basal slip and twinning in magnesium using micropillars, *Acta Materialia* 135 (2017) S. 411–421.
- [43] G. Wan, B.L. Wu, Y.D. Zhang, G.Y. Sha, C. Esling: Anisotropy of dynamic behavior of extruded AZ31 magnesium alloy, *Materials Science and Engineering A* 527 (2010) S. 2915–2924.
- [44] H. Fan, S. Aubry, A. Arsenlis, J.A. El-Awady: Grain size effects on dislocation and twinning mediated plasticity in magnesium, *Scripta Materialia* 112 (2016) S. 50–53.
- [45] M.R. Barnett, Z. Keshavarz, A.G. Beer, D. Atwell: Influence of grain size on the compressive deformation of wrought Mg–3Al–1Zn, *Acta Materialia* 52 (2004) S. 5093–5103.

-
- [46] H.K. Lin, J.C. Huang: High Strain Rate and/or Low Temperature Superplasticity in AZ31 Mg Alloys Processed by Simple High-Ratio Extrusion Methods, *Materials Transactions* 43 (2002) S. 2424–2432.
- [47] W.J. Kim, B.H. Lee: Factors influencing tensile ductility of ultrafine-grained Mg–3Al–1Zn alloy sheet at elevated temperatures, *Materials Science and Engineering A* 527 (2010) S. 5984–5989.
- [48] R. Ohyama, J. Koike, T. Kobayashi, M. Suzuki, K. Maruyama: Enhanced Grain-Boundary Sliding at Room Temperature in AZ31 Magnesium Alloy, *Materials Science Forum* 419-422 (2003) S. 237–242.
- [49] S.B. Yi, S. Zaefferer, H.G. Brokmeier: Mechanical behaviour and microstructural evolution of magnesium alloy AZ31 in tension at different temperatures, *Materials Science and Engineering A* 424 (2006) S. 275–281.
- [50] T.G. Nieh, J. Wadsworth, O.D. Sherby: *Superplasticity in Metals and Ceramics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [51] J. Koike, R. Ohyama, T. Kobayashi, M. Suzuki, K. Maruyama: Grain-Boundary Sliding in AZ31 Magnesium Alloys at Room Temperature to 523 K, *Materials Transactions* 44 (2003) S. 445–451.
- [52] M.F. Ashby, R.A. Verrall: Diffusion-accommodated flow and superplasticity, *Acta Metallurgica* 21 (1973) S. 149–163.
- [53] L. Wang, E. Mostaed, X. Cao, G. Huang, A. Fabrizi, F. Bonollo, C. Chi, M. Vedani: Effects of texture and grain size on mechanical properties of AZ80 magnesium alloys at lower temperatures, *Materials and Design* 89 (2016) S. 1–8.
- [54] R. Bürgel, H.J. Maier, T. Niendorf: *Handbuch Hochtemperatur - Werkstofftechnik; Grundlagen, Werkstoffbeanspruchungen, Hochtemperaturlegierungen und -beschichtungen*. 4., überarbeitete Auflage, Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Wiesbaden (2011).
- [55] E. Doege, G. Kurz: Development of a formulation to describe the work softening behaviour of magnesium sheets for heated deep drawing processes, *CIRP Annals - Manufacturing Technology* 50 (2001) S. 177–180.
- [56] K.G. Dröder: *Untersuchungen zum Umformen von Feinblechen aus Magnesiumknetlegierungen*. Dissertation, Hannover (1999).
- [57] R.D. Doherty, D.A. Hughes, F.J. Humphreys, J.J. Jonas, D.J. Jensen, M.E. Kassner, W.E. King, T.R. McNelley, H.J. McQueen, A.D. Rollett: Current issues in recrystallization; A review, *Materials Science and Engineering A* 238 (1997) S. 219–274.
- [58] M. Huppmann: *Charakterisierung der Verformungsmechanismen der stranggepressten Magnesiumlegierungen AZ31 und ME21 unter monotoner und zyklischer Belastung*. Dissertation, Berlin (2011).

-
- [59] M.M. Myshlyaev, H.J. McQueen, A. Mwembela, E. Konopleva: Twinning, dynamic recovery and recrystallization in hot worked Mg–Al–Zn alloy, *Materials Science and Engineering A* 337 (2002) S. 121–133.
- [60] J. Koike: New Deformation Mechanisms in Fine-Grain Mg Alloys, *Materials Science Forum* 419-422 (2003) S. 189–194.
- [61] J. Huber, M. Hatherly: Nucleation of recrystallized grains in heavily cold-worked α -brass, *Metal Science* 13 (2013) S. 665–669.
- [62] G. Gottstein, S. Deshpande: Dynamic recrystallization under changing loading conditions, *Materials Science and Engineering* 94 (1987) S. 147–154.
- [63] S.E. Ion, F.J. Humphreys, S.H. White: Dynamic recrystallisation and the development of microstructure during the high temperature deformation of magnesium, *Acta Metallurgica* 30 (1982) S. 1909–1919.
- [64] I. Ulacia, N.V. Dudamell, F. Gálvez, S. Yi, M.T. Pérez-Prado, I. Hurtado: Mechanical behavior and microstructural evolution of a Mg AZ31 sheet at dynamic strain rates, *Acta Materialia* 58 (2010) S. 2988–2998.
- [65] K. Siegert, S. Jaeger: Pneumatic bulging of magnesium AZ31 sheet metal at elevated temperatures, *Magnesium Technology* (2004) S. 87–90.
- [66] N. Tang, M.P. Wang, H.F. Lou, Y.Y. Zhao, Z. Li: Microstructure and texture of twin-roll cast Mg–3Al–1Zn–0.2Mn magnesium alloy, *Materials Chemistry and Physics* 116 (2009) S. 11–15.
- [67] J.P. Young, G.A. Ayoub, B. Mansoor, D.P. Field: The effect of hot rolling on the microstructure, texture and mechanical properties of twin roll cast AZ31Mg, *Journal of Materials Processing Technology* 216 (2015) S. 315–327.
- [68] A. Galiyev, R. Kaibyshev, G. Gottstein: Correlation of plastic deformation and dynamic recrystallization in magnesium alloy ZK60, *Acta Materialia* 49 (2001) S. 1199–1207.
- [69] O. Sitdikov, R. Kaibyshev: Dynamic Recrystallization in Pure Magnesium, *Material Transactions* 42 (2001) S. 1928–1937.
- [70] R. Gehrmann: Magnesium; Einfluss der Textur auf das Umformverhalten. Dissertation, Shaker, Aachen (2004).
- [71] T. Al-Samman, G. Gottstein: Dynamic recrystallization during high temperature deformation of magnesium, *Materials Science and Engineering A* 490 (2008) S. 411–420.
- [72] G. Gottstein, T. Al-Samman: Texture Development in Pure Mg and Mg Alloy AZ31, *Materials Science Forum* 495-497 (2005) S. 623–632.
- [73] D.L. Yin, K.F. Zhang, G.F. Wang, W.B. Han: Warm deformation behavior of hot-rolled AZ31 Mg alloy, *Materials Science and Engineering A* 392 (2005) S. 320–325.
- [74] Z.Q. Sheng, R. Shivpuri: Modeling flow stress of magnesium alloys at elevated temperature, *Materials Science and Engineering A* 419 (2006) S. 202–208.

-
- [75] A. Mwembela, E.B. Konopleva, H.J. McQueen: Microstructural development in Mg alloy AZ31 during hot working, *Scripta Materialia* 37 (1997) S. 1789–1795.
- [76] E. Martin, R.K. Mishra, J.J. Jonas: Deformation Structures and Recrystallization in Magnesium Alloys, in: F. Czerwinski (Ed.), *Magnesium Alloys - Design, Processing and Properties*, InTech (2011).
- [77] W.P. Peng, P.J. Li, P. Zeng, L.P. Lei: Hot deformation behavior and microstructure evolution of twin-roll-cast Mg–2.9Al–0.9Zn alloy; A study with processing map, *Materials Science and Engineering A* 494 (2008) S. 173–178.
- [78] S. Müller: Weiterentwicklung des Strangpressens von AZ Magnesiumlegierungen im Hinblick auf eine Optimierung der Mikrostruktur, des Gefüges und der mechanischen Eigenschaften. Dissertation. 1. Aufl., Cuvillier, Berlin (2007).
- [79] T. Mayama, M. Noda, R. Chiba, M. Kuroda: Crystal plasticity analysis of texture development in magnesium alloy during extrusion, *International Journal of Plasticity* 27 (2011) S. 1916–1935.
- [80] T. Hama, Y. Tanaka, M. Uratani, H. Takuda: Deformation behavior upon two-step loading in a magnesium alloy sheet, *International Journal of Plasticity* (2016).
- [81] M. Knezevic, A. Levinson, R. Harris, R.K. Mishra, R.D. Doherty, S.R. Kalidindi: Deformation twinning in AZ31; Influence on strain hardening and texture evolution, *Acta Materialia* 58 (2010) S. 6230–6242.
- [82] C. Schmidt: Textur- und Gefügeentwicklung bei der Umformung von Magnesium-Gießwalzband. Dissertation. 1. Aufl., Technische Universität Bergakademie Freiberg, Freiberg (2012).
- [83] D. Steglich, Y. Jeong: Texture-based forming limit prediction for Mg sheet alloys ZE10 and AZ31, *International Journal of Mechanical Sciences* 117 (2016) S. 102–114.
- [84] L. Jiang, J.J. Jonas, R.K. Mishra, A.A. Luo, A.K. Sachdev, S. Godet: Twinning and texture development in two Mg alloys subjected to loading along three different strain paths, *Acta Materialia* 55 (2007) S. 3899–3910.
- [85] S.H. Choi, D.H. Kim, H.W. Lee, B.S. Seong, K. Piao, R. Wagoner: Evolution of the deformation texture and yield locus shape in an AZ31 Mg alloy sheet under uniaxial loading, *Materials Science and Engineering A* 526 (2009) S. 38–49.
- [86] H.M. Chen, H.-S. Yu, S.-B. Kang, G.-H. Min, Y.-X. Jin: Effect of rolling temperature on microstructure and texture of twin roll cast ZK60 magnesium alloy, *Transactions of Nonferrous Metals Society of China* 20 (2010) S. 2086–2091.
- [87] G. Hötzsch: Vergleichende Untersuchungen zur Ein- und Vielkristallplastizität von Magnesium und Kadmium. Habilitationsschrift, Freiberg (1970).
- [88] J. Shen, K. Kondoh, T.L. Jones, S.N. Mathaudhu, L.J. Kecskes, Q. Wei: Effect of strain rate on the mechanical properties of magnesium alloy AMX602, *Materials Science and Engineering A* 649 (2016) S. 338–348.

-
- [89] P. Männel, G. Hötzsch: On the problem of an average orientation factor for hexagonal metals, *Physica Status Solidi A* 6 (1971) S. 597–604.
- [90] L. Lu, J.W. Huang, D. Fan, B.X. Bie, T. Sun, K. Fezzaa, X.L. Gong, S.N. Luo: Anisotropic deformation of extruded magnesium alloy AZ31 under uniaxial compression; A study with simultaneous in situ synchrotron x-ray imaging and diffraction, *Acta Materialia* 120 (2016) S. 86–94.
- [91] L. Jiang, J.J. Jonas, A.A. Luo, A.K. Sachdev, S. Godet: Influence of {10–12} extension twinning on the flow behavior of AZ31 Mg alloy, *Materials Science and Engineering A* 445–446 (2007) S. 302–309.
- [92] D. Shi, T. Liu, T. Wang, D. Hou, S. Zhao, S. Hussain: {10–12} Twins across twin boundaries traced by in situ EBSD, *Journal of Alloys and Compounds* 690 (2017) S. 699–706.
- [93] S.G. Hong, S.H. Park, C.S. Lee: Role of {10–12} twinning characteristics in the deformation behavior of a polycrystalline magnesium alloy, *Acta Materialia* 58 (2010) S. 5873–5885.
- [94] G.-S. Huang, H. Zhang, X.Y. Gao, B. Song, L. Zhang: Forming limit of textured AZ31B magnesium alloy sheet at different temperatures, *Transactions of Nonferrous Metals Society of China* 21 (2011) S. 836–843.
- [95] F. Roters, P. Eisenlohr, L. Hantcherli, D.D. Tjahjanto, T.R. Bieler, D. Raabe: Overview of constitutive laws, kinematics, homogenization and multiscale methods in crystal plasticity finite-element modeling: Theory, experiments, applications, *Acta Materialia* 58 (2010) S. 1152–1211.
- [96] P. van Houtte, S. Li, M. Seefeldt, L. Delannay: Deformation texture prediction: from the Taylor model to the advanced Lamel model, *International Journal of Plasticity* 21 (2005) S. 589–624.
- [97] D. Banabic, H.J. Bunge, K. Pöhlandt, A.E. Tekkaya: *Formability of Metallic Materials; Plastic Anisotropy, Formability Testing, Forming Limits*, Springer, Berlin, Heidelberg (2000).
- [98] H.J. Bunge: Some applications of the Taylor theory of polycrystal plasticity, *Kristall und Technik* 5 (1970) S. 145–175.
- [99] W. Kreher: H. Blumenauer, G. Pusch. *Technische Bruchmechanik*. Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1993, ISBN 3-342-00659-5. 244 Seiten, 209 Abbildungen, 48 Tabellen, DM 90.–, *Cryst. Res. Technol.* 28 (1993) S. 952.
- [100] H. Pan, F. Wang, L. Jin, M. Feng, J. Dong: Mechanical Behavior and Microstructure Evolution of a Rolled Magnesium Alloy AZ31B Under Low Stress Triaxiality, *Journal of Materials Science & Technology* 32 (2016) S. 1282–1288.
- [101] B. Selvarajou, S.P. Joshi, A.A. Benzerga: Three dimensional simulations of texture and triaxiality effects on the plasticity of magnesium alloys, *Acta Materialia* 127 (2017) S. 54–72.

-
- [102] A.K. Rodriguez, G.A. Ayoub, B. Mansoor, A.A. Benzerga: Effect of strain rate and temperature on fracture of magnesium alloy AZ31B, *Acta Materialia* 112 (2016) S. 194–208.
- [103] J. Lemaitre, R. Desmorat: *Engineering Damage Mechanics; Ductile, Creep, Fatigue and Brittle Failures*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2005).
- [104] M. Kuna: *Numerische Beanspruchungsanalyse von Rissen; Finite Elemente in der Bruchmechanik*. 1. Aufl., Vieweg+Teubner (GWV), s.l. (2008).
- [105] B. Bhattacharya, M. Niewczas: Work-hardening behaviour of Mg single crystals oriented for basal slip, *Philosophical Magazine* 91 (2011) S. 2227–2247.
- [106] A.K. Ray, D.S. Wilkinson: The effect of microstructure on damage and fracture in AZ31B and ZEK100 magnesium alloys, *Materials Science and Engineering A* 658 (2016) S. 33–41.
- [107] M.J. Nemcko, D.S. Wilkinson: On the damage and fracture of commercially pure magnesium using x-ray microtomography, *Materials Science and Engineering A* 676 (2016) S. 146–155.
- [108] E. Orowan: *Fracture and Strength of Solids*, *Reports on Progress in Physics* (1942) S. 185–232.
- [109] J.R. Rice, M.A. Johnson: The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture, *Inelastic Behavior of Solids* (1970) S. 641–672.
- [110] A.A. Griffith: The phenomena of rupture and flow in solids, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 221 (1920) S. 163–198.
- [111] J. Lemaitre: *A Course on Damage Mechanics*. Second Revised and Enlarged Edition, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1996).
- [112] S. Wiese: *Verformung und Schädigung von Werkstoffen der Aufbau- und Verbindungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2010).
- [113] G.R. Irwin: *Fracture Dynamics; “Fracturing of Metals”*, American Society for Metals Seminar, Cleveland (1947) S. 147–166.
- [114] S.Y. Yarema: On the contribution of G. R. Irwin to fracture mechanics, *Mater Sci* 31 (1996) S. 617–623.
- [115] A.A. Benzerga, J.-B. Leblond: Ductile fracture by void growth to coalescence, *Advances in Applied Mechanics* (2010) S. 169–305.
- [116] D. Gross, T. Seeliger: *Bruchmechanik; Mit einer Einführung in die Mikromechanik*. 6. Auflage, Springer Vieweg, Berlin, Heidelberg (2016).
- [117] A. Sancho, M.J. Cox, T. Cartwright, G.D. Aldrich-Smith, P.A. Hooper, C.M. Davies, J.P. Dear: Experimental techniques for ductile damage characterisation, *Procedia Structural Integrity* 2 (2016) S. 966–973.

-
- [118] P. Lhuissier, M. Scheel, L. Salvo, M. Di Michiel, J.J. Blandin: Continuous characterization by X-ray microtomography of damage during high-temperature deformation of magnesium alloy, *Scripta Materialia* 69 (2013) S. 85–88.
- [119] M.J. Nemcko, J. Li, D.S. Wilkinson: Effects of void band orientation and crystallographic anisotropy on void growth and coalescence, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 95 (2016) S. 270–283.
- [120] Q. Yin: Verfestigungs- und Schädigungsverhalten von Blechwerkstoffen im ebenen Torsionsversuch. Dissertation, Dortmund (2014).
- [121] W.P. Romanowski: Handbuch der Stanzereitechnik; Übersetzung a. d. Russischen v. Eugen Lietz, VEB Verlag Technik, Berlin (1959).
- [122] K. Siegert: Blechumformung, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2015).
- [123] S.P. Keeler, W.A. Backofen: Plastic instability and fracture in sheets stretched over rigid punches, *ASM Transactions* (1963) S. 25–48.
- [124] G.M. Goodwin: Application of Strain Analysis to Sheet Metal Forming Problems in the Press Shop, in: *SAE Technical Paper Series*, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States (1968).
- [125] H.J. Kleemola, J.O. Kumpulainen: Factors influencing the forming limit diagram: Part II - Influence of sheet thickness, *Journal of Mechanical Working Technology* 3 (1980) S. 303–311.
- [126] Y.S. Lee, M.C. Kim, S.W. Kim, Y.N. Kwon, S.W. Choi, J.H. Lee: Experimental and analytical studies for forming limit of AZ31 alloy on warm sheet metal forming, *Journal of Materials Processing Technology* 187-188 (2007) S. 103–107.
- [127] P.L. Charpentier: Influence of punch curvature on the stretching limits of sheet steel, *Metallurgical Transactions A* 6 (1975) S. 1665–1669.
- [128] I. Kim: Einfluss des Spannungszustandes während eines hydraulischen Tiefungsversuchs auf das Umformverhalten von Blechwerkstoffen. Dissertation, Shaker; Technische Universität Bergakademie Freiberg, Aachen (2002).
- [129] C. Bruni, A. Forcellese, F. Gabrielli, M. Simoncini: Effect of temperature, strain rate and fibre orientation on the plastic flow behaviour and formability of AZ31 magnesium alloy, *Journal of Materials Processing Technology* 210 (2010) S. 1354–1363.
- [130] H.J. Kim, S.C. Choi, K.T. Lee, H.Y. Kim: Experimental Determination of Forming Limit Diagram and Springback Characteristics of AZ31B Mg Alloy Sheets at Elevated Temperatures, *Material Transactions* 49 (2008) S. 1112–1119.
- [131] K.F. Zhang, D.L. Yin, D.Z. Wu: Formability of AZ31 magnesium alloy sheets at warm working conditions, *International Journal of Machine Tools and Manufacture* 46 (2006) S. 1276–1280.

-
- [132] M. Noda, H. Shimizu, K. Funami, H. Mori: Biaxial Tensile Deformation Behavior and Microstructural Evolutions of Superplasticity in AZ31 Magnesium Alloy, *Materials Science Forum* 551-552 (2007) S. 225–230.
- [133] L. Wang, Q. Qiao, Y. Liu, X. Song: Formability of AZ31 Mg alloy sheets within medium temperatures, *Journal of Magnesium and Alloys* 1 (2013) S. 312–317.
- [134] I. Ulacia, J. Imbert, C.P. Salisbury, A. Arroyo, I. Hurtado, M.J. Worswick: Electromagnetic Forming of AZ31B Magnesium Alloy Sheet: Experimental Work and Numerical Simulation, 3rd International Conference on High Speed Forming, Dortmund (2008) S. 191–200.
- [135] J. Divo Bressan: Formability curves of AZ31 alloy sheet at high temperatures, *International Journal of Material Forming* 2 (2009) S. 279–282.
- [136] Z. Marciniak, K. Kuczynski, T. Pokora: Influence of the plastic properties of a material on the forming limit diagram for sheet metal in tension, *International Journal of Mechanical Sciences* 15 (1973) S. 789–800.
- [137] Ö. Duygulu, S.R. Agnew: The effect of temperature and strain rate on the tensile properties of textured magnesium alloy AZ31B sheet, *Magnesium Technology* (2003) S. 237–242.
- [138] M.M. Moshksar, S. Mansorzadeh: Determination of the forming limit diagram for Al 3105 sheet, *Journal of Materials Processing Technology* 141 (2003) S. 138–142.
- [139] A.E. Tekkaya, T. Altan (Hgg.): Sheet metal forming; Fundamentals, ASM International, Materials Park, Ohio (2012).
- [140] T.S. Cao: Models for ductile damage and fracture prediction in cold bulk metal forming processes; A review, *International Journal of Material Forming* 10 (2017) S. 139–171.
- [141] F.A. McClintock: A Criterion for Ductile Fracture by the Growth of Holes, *Journal of Applied Mechanics* 35 (1968) S. 363.
- [142] J.R. Rice, D.M. Tracey: On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* (1969) S. 201–217.
- [143] J.W. Hancock, A.C. Mackenzie: On the mechanisms of ductile failure in high-strength steels subjected to multi-axial stress-states, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 24 (1976) S. 147–160.
- [144] A.C. Mackenzie, J.W. Hancock, D.K. Brown: On the influence of state of stress on ductile failure initiation in high strength steels, *Engineering Fracture Mechanics* 9 (1977) S. 167–188.
- [145] G.R. Johnson, W.H. Cook: Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures, *Engineering Fracture Mechanics* 21 (1985) S. 31–48.
- [146] Y. Bao, T. Wierzbicki: On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space, *International Journal of Mechanical Sciences* 46 (2004) S. 81–98.

-
- [147] P.F. Thomason: Ductile fracture of metals. 1. ed., Pergamon Pr, Oxford u.a. (1990).
- [148] G.E. Dieter (Hg.): Workability testing techniques, American Society for metals, Materials Park, Ohio (1984).
- [149] C. Soyarslan, H. Richter, S. Bargmann: Variants of Lemaitre's damage model and their use in formability prediction of metallic materials, *Mechanics of Materials* 92 (2016) S. 58–79.
- [150] Y. Bai, T. Wierzbicki: A new model of metal plasticity and fracture with pressure and Lode dependence, *International Journal of Plasticity* 24 (2008) S. 1071–1096.
- [151] M. Graf, M. Ullmann, G. Korpala, R. Kawalla: Materialkennwerte als Basis für die numerische Simulation von Warmumformprozessen, *Verformungskundliches Kolloquium Proceedings* (2013) S. 49–55.
- [152] O. Pawelski: Über das Stauchen von Hohlzylindern und seine Eignung zur Bestimmung der Formänderungsfestigkeit dünner Bleche, *Archiv für das Eisenhüttenwesen* 38 (1967) S. 437–442.
- [153] J. Rösler, H. Harders, M. Bäker: *Mechanisches Verhalten der Werkstoffe*, Springer-Verlag, Wiesbaden (2012).
- [154] H. Tresca: Sur l'Ecoulement des Corps Solides Soumis a de Fortes Pressions, *Comptes Rendus Academie des Sciences* (1864) S. 754.
- [155] R. von Mises: *Mechanik der Festen Körper im plastisch-deformablen Zustand*, Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse (1913) S. 582–592.
- [156] M.T. Huber: Przyczynek do podstaw wytrzymałości, *Czasopismo Techniczne* (1904) S. 34–81.
- [157] H. Hencky: Zur Theorie plastischer Deformationen und der hierdurch im Material hervorgerufenen Nachspannungen, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* (1924) S. 241–351.
- [158] A.V. Hershey: The plasticity of an isotropic aggregate of anisotropic face centred cubic crystals, *Journal of Applied Mechanics* (1954) S. 241–249.
- [159] D.C. Drucker: Relations of experiments to mathematical theories of plasticity, *Journal of Applied Mechanics* (1949) S. 349–357.
- [160] D. Banabic: *Sheet metal forming processes; Constitutive modelling and numerical simulation*, Springer, Berlin (2010).
- [161] D. Banabic, W. Hußnätter: Modeling the material behavior of magnesium alloy AZ31 using different yield criteria, *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 44 (2009) S. 969–976.

-
- [162] R. Tsotsova: Texturbasierte Modellierung anisotroper Fließpotentiale. Zugl.: Karlsruhe, KIT, Diss., 2011. Print on demand, KIT Scientific Publ; Technische Informationsbibliothek u. Universitätsbibliothek, Karlsruhe, Hannover (2012).
- [163] D. Banabic, H. Aretz, D.S. Comsa, L. Paraianu: An improved analytical description of orthotropy in metallic sheets, *International Journal of Plasticity* 21 (2005) S. 493–512.
- [164] F. Barlat, D.J. Lege, J.C. Brem: A six-component yield function for anisotropic materials, *International Journal of Plasticity* 7 (1991) S. 693–712.
- [165] F. Barlat, H. Aretz, J.W. Yoon, M.E. Karabin, J.C. Brem, R.E. Dick: Linear transformation-based anisotropic yield functions, *International Journal of Plasticity* 21 (2005) S. 1009–1039.
- [166] R. Hill: Constitutive modelling of orthotropic plasticity in sheet metals, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 38 (1990) S. 405–417.
- [167] F. Barlat, J.W. Yoon, O. Cazacu: On linear transformations of stress tensors for the description of plastic anisotropy, *International Journal of Plasticity* 23 (2007) S. 876–896.
- [168] R. Hill: A Theory of the Yielding and Plastic Flow of Anisotropic Metals, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 193 (1948) S. 281–297.
- [169] R. von Mises: Mechanik der plastischen Formänderung von Kristallen, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 8 (1928) S. 161–185.
- [170] W.I. Lankford, S.C. Snyder, J.A. Bauscher: New criteria for predicting the press performance of deep-drawing sheets, *Transactions of the American Society for Metals* (1950) S. 1196–1232.
- [171] R. Pearce: Some aspects of anisotropic plasticity in sheet metals, *International Journal of Mechanical Sciences* 10 (1968) S. 995–1004.
- [172] D. Banabic, W. Müller, K. Pöhlandt: Determination of yield loci from cross tensile tests assuming various kinds of yield criteria, *Sheet metal forming beyond 2000* (1998) S. 343–349.
- [173] M.O. Andar, T. Kuwabara, D. Steglich: Material modeling of AZ31 Mg sheet considering variation of r-values and asymmetry of the yield locus, *Materials Science and Engineering A* 549 (2012) S. 82–92.
- [174] T. Naka, T. Uemori, R. Hino, M. Kohzu, K. Higashi, F. Yoshida: Effects of strain rate, temperature and sheet thickness on yield locus of AZ31 magnesium alloy sheet, *Journal of Materials Processing Technology* 201 (2008) S. 395–400.
- [175] F. Barlat, J.C. Brem, J.W. Yoon, K. Chung, R.E. Dick, D.J. Lege, F. Pourboghrat, S.H. Choi, E. Chu: Plane stress yield function for aluminum alloy sheets—part 1: theory, *International Journal of Plasticity* 19 (2003) S. 1297–1319.

-
- [176] M. Merklein, W. Hußnätter, M. Geiger: Characterization of yielding behavior of sheet metal under biaxial stress condition at elevated temperatures, *CIRP Annals - Manufacturing Technology* 57 (2008) S. 269–274.
- [177] O. Cazacu, B. Plunkett, F. Barlat: Orthotropic yield criterion for hexagonal closed packed metals, *International Journal of Plasticity* 22 (2006) S. 1171–1194.
- [178] B. Plunkett, O. Cazacu, F. Barlat: Orthotropic yield criteria for description of the anisotropy in tension and compression of sheet metals, *International Journal of Plasticity* 24 (2008) S. 847–866.
- [179] H. Altenbach: *Werkstoffmechanik; Einführung ; mit 14 Tabellen*. 1. Aufl., Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie; Wiley-VCH, Leipzig, Stuttgart, [Weinheim] (2001, [2001]).
- [180] E.W. Kelley, W.F. Hosford: Deformation characteristics of textured magnesium, *Transactions of The Metallurgical Society of the American Institute of Mining* (1968) S. 654–661.
- [181] N. Chandola, R.A. Lebensohn, O. Cazacu, B. Revil-Baudard, R.K. Mishra, F. Barlat: Combined effects of anisotropy and tension–compression asymmetry on the torsional response of AZ31 Mg, *International Journal of Solids and Structures* 58 (2015) S. 190–200.
- [182] A.S. Khan, A. Pandey, T. Gnäupel-Herold, R.K. Mishra: Mechanical response and texture evolution of AZ31 alloy at large strains for different strain rates and temperatures, *International Journal of Plasticity* 27 (2011) S. 688–706.
- [183] T. Hama, H. Takuda: Crystal plasticity finite-element simulation of work-hardening behavior in a magnesium alloy sheet under biaxial tension, *Computational Materials Science* 51 (2012) S. 156–164.
- [184] M.N. Mäkelä, D. Steglich, J. Bohlen, D. Letzig, J. Mosler: Mechanical characterization and constitutive modeling of Mg alloy sheets, *Materials Science and Engineering A* 540 (2012) S. 174–186.
- [185] M.N. Mäkelä, D. Steglich, J. Bohlen, L. Stutz, D. Letzig, J. Mosler: Experimental and numerical investigation of Mg alloy sheet formability, *Materials Science and Engineering A* 586 (2013) S. 204–214.
- [186] M.N. Mäkelä, J. Bohlen, D. Steglich, D. Letzig: Mechanical characterisation of Mg alloys and model parameter identification for sheet forming simulations, *International Journal of Material Forming* 2 (2009) S. 53–56.
- [187] Y. Chino, H. Iwasaki, M. Mabuchi: Stretch formability of AZ31 Mg alloy sheets at different testing temperatures, *Materials Science and Engineering A* 466 (2007) S. 90–95.
- [188] H. Wang, B. Raeisinia, P.D. Wu, S.R. Agnew, C.N. Tomé: Evaluation of self-consistent polycrystal plasticity models for magnesium alloy AZ31B sheet, *International Journal of Solids and Structures* 47 (2010) S. 2905–2917.

-
- [189] F. Abbassi, M. Srinivasan, C. Loganathan, R. Narayanasamy, M. Gupta: Experimental and numerical analyses of magnesium alloy hot workability, *Journal of Magnesium and Alloys* 4 (2016) S. 295–301.
- [190] F. Feng, S. Huang, Z. Meng, J. Hu, Y. Lei, M. Zhou, Z. Yang: A constitutive and fracture model for AZ31B magnesium alloy in the tensile state, *Materials Science and Engineering A* 594 (2014) S. 334–343.
- [191] O. Kintzel: Modellierung elasto-plastischen Materialverhaltens und duktiler Porenschädigung metallischer Werkstoffe bei großen Deformationen. Dissertation, Bochum (2007).
- [192] S. Gerke, P. Adulyasak, M. Brünig: New biaxially loaded specimens for the analysis of damage and fracture in sheet metals, *International Journal of Solids and Structures* 110–111 (2017) S. 209–218.
- [193] J. Gurland, J. Plateau: The mechanism of ductile rupture of metals containing inclusions, *Transactions A* 56 (1963).
- [194] S.H. Goods, L.M. Brown: Overview No. 1, *Acta Metallurgica* 27 (1979) S. 1–15.
- [195] A.S. Argon: Cavity formation from inclusions in ductile fracture, *Metallurgical and Materials Transactions A* (1975) S. 825–837.
- [196] F.M. Beremin: Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel, *Metallurgical Transactions A* 12 (1981) S. 723–731.
- [197] B.J. Lee, M.E. Mear: Stress Concentration Induced by an Elastic Spheroidal Particle in a Plastically Deforming Solid, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* (1999) S. 1301–1336.
- [198] A. Needleman, J.R. Rice: Limits to Ductility set by Plastic Flow Localization, in: D.P. Koistinen, N.M. Wang (Eds.), *Mechanics of Sheet Metal Forming*, Plenum Press, New York, NY (1978), S. 237–267.
- [199] A.L. Gurson: Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth; Part I—Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media, *J. Eng. Mater. Technol.* 99 (1977) S. 2.
- [200] V. Tvergaard: Interaction of very small voids with larger voids, *International Journal of Solids and Structures* 35 (1998) S. 3989–4000.
- [201] A. Weck: The Role of Coalescence on Ductile Fracture. Dissertation, Hamilton, Ontario (2007).
- [202] U. Prahl: Schädigung und Versagen mikrolegierter Feinkornstähle in Experiment und Simulation. Dissertation, Shaker, Aachen (2002).
- [203] C. Landron, E. Maire, J. Adrien, O. Bouaziz: Damage characterization in Dual-Phase steels using X-ray tomography, in: T. Proulx (Ed.), *Optical Measurements, Modeling, and Metrology*, Volume 5, Springer-Verlag, New York, NY (2011), S. 11–18.

-
- [204] J. Lemaitre: Local approach of fracture, *Engineering Fracture Mechanics* (1986) S. 523–537.
- [205] L.M. Kachanov: On the Creep Rupture Time, *Izvestiya Akademii Nauk SSSR* (1958) S. 26–31.
- [206] L.-Y. Wang, M.-J. Song, R.-C. Liu: Superplasticity and superplastic instability of AZ31B magnesium alloy sheet, *Transactions of Nonferrous Metals Society of China* 16 (2006) S. 327–332.
- [207] V. Tvergaard, A. Needleman: Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar, *Acta Metallurgica* 32 (1984) S. 157–169.
- [208] R. Kiran, K. Khandelwal: Gurson model parameters for ductile fracture simulation in ASTM A992 steels, *Fatigue Fract Engng Mater Struct* 37 (2014) S. 171–183.
- [209] V. Brinnel, J. Langenberg, F. Kordtomeikel, Y. Di, S. Münstermann: Numerical derivation of strain-based criteria for ductile failure: Discussions on sensitivity and validity, *Engineering Fracture Mechanics* 148 (2015) S. 421–440.
- [210] U. Prahl, W. Rehbach, C. Kuckertz, D. Weichert, W. Bleck: Ductile Damage Prediction on the Basis of Microstructural Observations, *KEM* 251-252 (2003) S. 351–356.
- [211] V. Uthaisangasuk, U. Prahl, S. Münstermann, W. Bleck: Experimental and numerical failure criterion for formability prediction in sheet metal forming, *Computational Materials Science* 43 (2008) S. 43–50.
- [212] V. Brinnel, B. Döbereiner, S. Münstermann: Characterizing Ductile Damage and Failure: Application of the Direct Current Potential Drop Method to Uncracked Tensile Specimens, *Procedia Materials Science* 3 (2014) S. 1161–1166.
- [213] R. Wang, Z.H. Chen, Y.L. Li, C.F. Dong: Failure analysis of AZ31 magnesium alloy sheets based on the extended GTN damage model, *Int J Miner Metall Mater* 20 (2013) S. 1198–1207.
- [214] P.J. Zhao, Z.H. Chen, C.F. Dong: Damage and Failure Analysis of AZ31 Alloy Sheet in Warm Stamping Processes, *J. of Materi Eng and Perform* 25 (2016) S. 2702–2710.
- [215] G. Rousselier: Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture, *Nuclear Engineering and Design* 105 (1987) S. 97–111.
- [216] H.-P. Seebich: Mikromechanisch basierte Schädigungsmodelle zur Beschreibung des Versagensablaufs ferritischer Bauteile. Dissertation, Stuttgart (2007).
- [217] U. Prahl, S. Bourgeois, T. Pandorf, M. Aboutayeb, O. Debordes, D. Weichert: Damage parameter identification by a periodic homogenization approach, *Computational Materials Science* 25 (2002) S. 159–165.
- [218] C.C. Tasan, J.P.M. Hoefnagels, M.G.D. Geers: Indentation-based damage quantification revisited, *Scripta Materialia* 63 (2010) S. 316–319.

-
- [219] C.C. Tasan, J.P.M. Hoefnagels, M.G.D. Geers: Identification of the continuum damage parameter: An experimental challenge in modeling damage evolution, *Acta Materialia* 60 (2012) S. 3581–3589.
- [220] C.C. Tasan, J.P.M. Hoefnagels, M.G.D. Geers: A critical assessment of indentation-based ductile damage quantification, *Acta Materialia* 57 (2009) S. 4957–4966.
- [221] J. Besson: Continuum models of ductile fracture A review; SAGE Publications, International Journal of Damage Mechanics (2010) S. 3–52.
- [222] Z. Chen, C. Butcher: Micromechanics Modelling of Ductile Fracture, Springer Netherlands, Dordrecht (2013).
- [223] Deutsches Institut für Normung e. V.: Magnesiumlegierungen - Knetlegierungen, 669 ed., DIN 1729-1, Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1982 (Aug 1982).
- [224] P. Liang, T. Tarfa, J.A. Robinson, S. Wagner, P. Ochin, M.G. Harmelin, H.J. Seifert, H.L. Lukas: Experimental investigation and thermodynamic calculation of the Al–Mg–Zn system, *Thermochimica Acta* 314 (1998) S. 87–110.
- [225] M. Masoumi, F. Zarandi, M. Pekguleryuz: Microstructure and texture studies on twin-roll cast AZ31 (Mg–3wt.%Al–1wt.%Zn) alloy and the effect of thermomechanical processing, *Materials Science and Engineering A* 528 (2011) S. 1268–1279.
- [226] M. Ullmann, F. Berge, K. Neh, R. Kawalla: Development of a rolling technology for twin-roll cast magnesium strip, *Metalurgija* 4 (2015) S. 711–714.
- [227] M. Ullmann, K. Kittner, T. Henseler, A. Stöcker, U. Prah, R. Kawalla: Development of new alloy systems and innovative processing technologies for the production of magnesium flat products with excellent property profile, *Procedia Manufacturing* 27 (2019) S. 203–208.
- [228] R. Kawalla, M. Ullmann, M. Oswald, C. Schmidt: Properties of strips and sheets of magnesium alloy produced by casting-rolling technology, *International Conference on Magnesium Alloys their Applications* 7 (2006).
- [229] Deutsches Institut für Normung e. V.: Halbzeug aus Magnesium-Knetlegierungen, 669 ed., DIN 9715, Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1982 (August 1982).
- [230] Y. Nakaura, K. Ohori: Properties of AZ31 Magnesium Alloy Sheet Produced by Twin Roll Casting, *Materials Science Forum* 488-489 (2005) S. 419–426.
- [231] R. Kawalla, M. Oswald, C. Schmidt, M. Ullmann, H.-P. Vogt, N.D. Cuong: Development of a strip-rolling technology for Mg alloys based on the twin-roll-casting process, *The Minerals, Metals & Materials Society* (2008) S. 177–182.
- [232] T. Henseler, M. Ullmann, R. Kawalla, F. Berge: Influence of the Sheet Manufacturing Process on the Forming Limit Behaviour of Twin-Roll Cast, Rolled and Heat-Treated AZ31, *Key Engineering Materials* 746 (2017) S. 154–160.

-
- [233] R. Kawalla, M. Ullmann, T. Henseler, U. Prah: Magnesium Twin-Roll Casting Technology for Flat and Long Products - State of the Art and Future, Materials Science Forum 941 (2018) S. 1431–1436.
- [234] G. Bernrath, R. Volles, R. Kopp: Multi-Layer Compression Tests under Hot Forming Conditions, steel research international 77 (2006) S. 265–270.
- [235] M. Graf, T. Henseler, M. Ullmann, R. Kawalla, U. Prah, B. Awiszus: Study on determination of flow behaviour of 6060-aluminium and AZ31-magnesium thin sheet by means of stacked compression test, IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 480 (2019) S. 12023.
- [236] T. Henseler, M. Ullmann, G. Korpala, K. Klimaszevska, R. Kawalla, F. Berge: Influence of Deformation Controlled Strain Rate on Tensile and Compression Behaviour of Magnesium and Steel Wire, Materials Science Forum 892 (2017) S. 89–96.
- [237] E. Siebel: Die Formgebung im bildsamen Zustande, theoretische Grundlagen der technischen Formgebungsverfahren, Stahleisen, Düsseldorf (1932).
- [238] A. Hensel, T. Spittel: Kraft- und Arbeitsbedarf bildsamer Formgebungsverfahren, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig (1978).
- [239] J.I. Goldstein, D.E. Newbury, J.R. Michael, N.W.M. Ritchie, J.H.J. Scott, D.C. Joy: Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis, Springer, New York (2018).
- [240] F. Bachmann, R. Hielscher, H. Schaeben: Texture Analysis with MTEX – Free and Open Source Software Toolbox, SSP 160 (2010) S. 63–68.
- [241] J. Blaber, B. Adair, A. Antoniou: Ncorr: Open-Source 2D Digital Image Correlation Matlab Software, Exp Mech 55 (2015) S. 1105–1122.
- [242] R. Harilal, M. Ramji: Adaptation of Open Source 2D DIC Software Ncorr for Solid Mechanics Applications, 9th International Symposium on Advanced Science and Technology in Experimental Mechanics, New Delhi, India, 2014.
- [243] S.N. Chiu, D. Stoyan, W.S. Kendall, J. Mecke: Stochastic Geometry and its Applications, Wiley (2013).
- [244] F.K. Abu-Farha, L.G. Hector, M.A. Nazzal: On the Development of Viable Cruciform-Shaped Specimens: Towards Accurate Elevated Temperature Biaxial Testing of Lightweight Materials, KEM 433 (2010) S. 93–101.
- [245] F.K. Abu-Farha, L.G. Hector, M. Khraisheh: Cruciform-shaped specimens for elevated temperature biaxial testing of lightweight materials, JOM 61 (2009) S. 48–56.
- [246] D. Banabic: Advanced Methods in Material Forming, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2007).
- [247] M.R. Barnett: Influence of deformation conditions and texture on the high temperature flow stress of magnesium AZ31, Journal of Light Metals 1 (2001) S. 167–177.
- [248] F. Garofalo (Hg.): Fundamentals of creep and creep-rupture in metals; Macmillan series in material science, Macmillan, New York, NY (1965).

-
- [249] J. Weertman: Dislocation climb theory of steady-state creep, *ASM Trans. Quart. Metal. Sci.* (1968) S. 681–694.
- [250] M. Ullmann: Rekristallisationsverhalten von geglühtem AZ31-Gießwolzband beim Warmwalzen. Dissertation, Freiberg (2014).
- [251] G. Gottstein, U.F. Kocks: Dynamic recrystallization and dynamic recovery in <111> single crystals of nickel and copper, *Acta Metallurgica* 31 (1983) S. 175–188.
- [252] H. Mecking, U.F. Kocks: Kinetics of flow and strain-hardening, *Acta Metallurgica* 29 (1981) S. 1865–1875.
- [253] B. Teng, W. Wang, Y. Xu: Ductile fracture prediction in aluminium alloy 5A06 sheet forming based on GTN damage model, *Engineering Fracture Mechanics* 186 (2017) S. 242–254.
- [254] Q. Yin, B. Zillmann, S. Suttner, G. Gerstein, M. Biasutti, A.E. Tekkaya, M.F.-X. Wagner, M. Merklein, M. Schaper, T. Halle, A. Brosius: An experimental and numerical investigation of different shear test configurations for sheet metal characterization, *International Journal of Solids and Structures* 51 (2014) S. 1066–1074.
- [255] D. Xia, G. Huang, S. Liu, A. Tang, S. Gavras, Y. Huang, N. Hort, B. Jiang, F. Pan: Microscopic deformation compatibility during biaxial tension in AZ31 Mg alloy rolled sheet at room temperature, *Materials Science and Engineering A* 756 (2019) S. 1–10.
- [256] C.M. Cepeda-Jiménez, J.M. Molina-Aldareguia, M.T. Pérez-Prado: EBSD-Assisted Slip Trace Analysis During In Situ SEM Mechanical Testing: Application to Unravel Grain Size Effects on Plasticity of Pure Mg Polycrystals, *JOM* 68 (2016) S. 116–126.
- [257] İ.B. Üçel, E. Kapan, O. Türkoğlu, C.C. Aydinler: In situ investigation of strain heterogeneity and microstructural shear bands in rolled Magnesium AZ31, *International Journal of Plasticity* 118 (2019) S. 233–251.
- [258] F. Wang, S. Sandlöbes, M. Diehl, L. Sharma, F. Roters, D. Raabe: In situ observation of collective grain-scale mechanics in Mg and Mg–rare earth alloys, *Acta Materialia* 80 (2014) S. 77–93.
- [259] S. Sandlöbes, S. Zaefferer, I. Schestakow, S. Yi, R. Gonzalez-Martinez: On the role of non-basal deformation mechanisms for the ductility of Mg and Mg–Y alloys, *Acta Materialia* 59 (2011) S. 429–439.
- [260] B. Xi, G. Fang, S. Xu: In-situ analysis of microscopic plastic and failure behaviors of extruded magnesium alloy, *Materials Science and Engineering A* 749 (2019) S. 148–157.
- [261] H. Wang, C.J. Boehlert, Q.D. Wang, D.D. Yin, W.J. Ding: In-situ analysis of the tensile deformation modes and anisotropy of extruded Mg-10Gd-3Y-0.5Zr (wt.%) at elevated temperatures, *International Journal of Plasticity* 84 (2016) S. 255–276.
- [262] B. Kondori, A.A. Benzerga: Effect of Stress Triaxiality on the Flow and Fracture of Mg Alloy AZ31, *Metall and Mat Trans A* 45 (2014) S. 3292–3307.

-
- [263] H. Toda, Z.A.B. Shamsudin, K. Shimizu, K. Uesugi, A. Takeuchi, Y. Suzuki, M. Nakazawa, Y. Aoki, M. Kobayashi: Cavitation during high-temperature deformation in Al-Mg alloys, *Acta Materialia* 61 (2013) S. 2403–2413.
- [264] C.C. Chu, A. Needleman: Void Nucleation Effects in Biaxially Stretched Sheets, *J. Eng. Mater. Technol.* 102 (1980) S. 249.
- [265] D. Wang, P. Shanthraj, H. Springer, D. Raabe: Particle-induced damage in Fe-TiB₂ high stiffness metal matrix composite steels, *Materials and Design* 160 (2018) S. 557–571.
- [266] T.R. Bieler, P. Eisenlohr, F. Roters, D. Kumar, D.E. Mason, M.A. Crimp, D. Raabe: The role of heterogeneous deformation on damage nucleation at grain boundaries in single phase metals, *International Journal of Plasticity* 25 (2009) S. 1655–1683.
- [267] V. Uthaisangsuk, U. Prahl, W. Bleck: Micromechanical modelling of damage behaviour of multiphase steels, *Computational Materials Science* 43 (2008) S. 27–35.
- [268] P. Lhuissier, M. Scheel, L. Salvo, E. Boller, M. Di Michiel, J.J. Blandin: 4D Damage Characterization during Superplastic Deformation of Magnesium Alloys, *MSF 735* (2012) S. 61–66.
- [269] A. Ghiotti, S. Bruschi, P.F. Bariani: Determination of Yield Locus of Sheet Metal at Elevated Temperatures: A Novel Concept for Experimental Set-Up, *KEM 344* (2007) S. 97–104.
- [270] J. Gozzi, A. Olsson, O. Lagerqvist: Experimental Investigation of the Behavior of Extra High Strength Steel, *Exp Mech* 45 (2005) S. 533–540.
- [271] T. Naka, Y. Nakayama, T. Uemori, R. Hino, F. Yoshida: Effects of temperature on yield locus for 5083 aluminum alloy sheet, *Journal of Materials Processing Technology* 140 (2003) S. 494–499.

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A_{80}	Bruchdehnung, 80 mm Messlänge	-
a	Atomabstand	nm
c	Höhe einer hexagonalen Elementarzelle	nm
D	Schädigungsmaß	-
D_{krit}	kritische Schädigung	-
E	Elastizitätsmodul	GPa
$\dot{E}_{\text{kk}}^{\text{p}}$	Spur des effektiven Dehnratentensors	s^{-1}
f	Porenvolumenanteil (allg.)	-
f^*	effektiver Porenvolumenanteil	-
f_0	Initialporendichte	-
\dot{f}_{B}	Porenbildungsrate	-
f_{f}	Porenvolumenanteil zum Versagenszeitpunkt	-
f_{c}	krit. Porenvolumenanteil für Koaleszenz	-
f_{N}	Volumenanteil Partikel zweiter Phase	-
\dot{f}_{W}	Porenwachstumsrate	-
I_1	erste Hauptinvariante	-
J_2	zweite deviatorische Spannungsinvariante	-
J_3	dritte deviatorische Spannungsinvariante	-
k_{f}	Fließspannung	MPa
k_{fkalt}	Ansatz der Kaltfließspannung	MPa
k_{fkomb}	Fließspannung des kombinierten Ansatzes	MPa
k_{fkrit}	Fließspannung zu Beginn der DRX	MPa
k_{fGGZ}	Fließspannung bei angeschlossener DRX	MPa
k_{fR}	reibungskorrigierte Fließspannung	MPa
k_{fwarm}	Ansatz der Warmfließspannung	MPa
k_{w}	Umformwiderstand	MPa
L	Lode-Parameter	-
M	Dehnratenempfindlichkeit	-
m	SCHMID-Faktor	-
m	Materialkonstante für die Bestimmung von Z	-
n	Verfestigungsexponent	-
n_{i}	Normalenvektor einer Schnittfläche	-

p	Spannungszustandsparameter	-
Q_A	Aktivierungsenergie	kJ/mol
Q_{kalt}	effektive Aktivierungsenergie der Kaltumformung	kJ/mol
Q_{warm}	effektive Aktivierungsenergie der Warmumf.	kJ/mol
Q_{GGZ}	effektive Aktivierungsenergie im GGZ	kJ/mol
q	Spannungszustandsparameter	-
R	allgemeine Gaskonstante	J/(mol K)
R_m	Zugfestigkeit	MPa
R_p	Streckgrenze	MPa
r_θ	LANKFORD-Koeffizient, senkrechte Anisotropie	-
r	Spannungszustandsparameter	-
Δr	ebene Anisotropie	-
r_m	mittlere senkrechte Anisotropie	-
\mathbf{S}	Spannungsdeviator	MPa
S_D	Flächenanteil aller Defekte	-
S_N	Normalverteilung	-
T	Temperatur (allg.)	K
V	Volumen (allg.)	mm ³
V_p	Porenvolumen	mm ³
Z	ZENER-HOLLOMON-Parameter	1/s

Griechische Symbole

Symbol	Bezeichnung	Einheit
γ_{SF}	Stapelfehlerenergie	J/cm ²
δ_f	Wichtungsterm des komb. Fließkurvenansatzes	-
δ_{ij}	KRONECKER-Delta	-
δ_w	Wichtungsterm für die Warmfließspannung	-
ε	Dehnung (allg.)	-
ε_c	lokale Dehnung der Porenkoaleszenz	-
ε_f	lokale Dehnung der kritischen Porendichte	-
ε_{GBS}	Dehnungsanteil des Korngrenzengleitens	-
ε_{ges}	Gesamtdehnung	-
$\dot{\varepsilon}$	Dehnrage	s ⁻¹
ε_N	mittlere Dehnung der Porenbildung	-
$\bar{\varepsilon}^p$	effektive plastische Dehnung	-

$\dot{\varepsilon}^p$	effektive plastische Dehnrates	s^{-1}
η	Triaxialität des Spannungszustandes	-
θ	Verfestigungsrate	MPa
θ	Lode-Winkel	-
$\bar{\theta}$	normierter Lode-Winkel	-
ϑ	Temperatur (allg.)	$^{\circ}C$
ϑ_f	bergangstemp. des komb. Fließkurvenansatzes	$^{\circ}C$
κ	Winkel zwischen Beanspruchung und GE-Normale	$^{\circ}$
λ	Winkel zwischen Beanspruchung und Gleitrichtung	$^{\circ}$
μ	Reibwert	-
ν	Querkontraktionszahl	-
ξ	normiert dritte Spannungsinvariante	-
π	Kreiszahl	-
ρ	Dichte	g/cm^3
σ	Spannung (allg.)	MPa
σ_0	einachsige Fließspannung	MPa
σ_b	biaxiale Fließspannung	MPa
σ_i	Hauptspannungskomponenten	MPa
σ_{ii}	Normalspannungskomponenten	MPa
σ_{ij}	Spannungskomponenten	MPa
σ_{krit}	kritischer Spannungswert	MPa
σ_m	mittlere Spannung	MPa
σ_n	Normalspannung	MPa
σ_r	Radialspannung	MPa
σ_t	Tangentialspannung	MPa
σ_v	Vergleichsspannung	MPa
σ_w	wahre Spannung	MPa
$\vec{\sigma}$	CAUCHY-Spannungstensor	MPa
$\tilde{\sigma}_{ij}$	Tensor der effektiven Spannungen	MPa
τ	Schubspannung (allg.)	MPa
τ_{ij}	Schubspannungskomponenten	MPa
τ_{krit}	kritische Schubspannung	MPa
τ_{max}	größte Schubspannung	MPa
Φ	Fließpotential	MPa
φ	Umformgrad (allg.)	-
φ_1	Hauptformänderung	-
φ_2	Nebenformänderung	-

φ_3	Dickenumformgrad aus φ_1 und φ_2	-
φ_B	Bruchumformgrad	-
φ_b	Umformgrad in Breitenrichtung (Blech)	-
φ_D	Umformgrad zu Beginn der Schädigung	-
φ_{GGZ}	Umformgrad bei abgeschlossener DRX	-
φ_{krit}	kritischer Umformgrad für DRX	-
φ_l	Umformgrad in Längenrichtung (Blech)	-
φ_{lok}	lokaler Umformgrad	-
φ_s	Umformgrad in Dickenrichtung (Blech)	-
φ_v	Vergleichsumformgrad	-
φ_w	Übergangsumformgrad für Warmfließkurven	-
$\dot{\varphi}$	Umformgeschwindigkeit	s ⁻¹

Abkürzungen und Akronyme

Abkürzung	Bezeichnung
Al	Element Aluminium
AS	Antriebsseite eines Walzgerüsts
BS	Bedienseite eines Walzgerüsts
Ca	Element Kalzium
CDM	gekoppelte Schädigungsmodelle (engl. <i>continuum damage mechanics</i>)
CDRX	kont. Rekristallisation (engl. <i>discontinuous dynamic recrystallization</i>)
CRSS	kritische Schubspannung (engl. <i>critical resolved shear stress</i>)
Cu	Element Kupfer
DDRX	diskont. Rekristallisation (engl. <i>discontinuous dynamic recrystallization</i>)
DIC	Digitale Bildkorrelation (engl. <i>digital image correlation</i>)
DRV	dynamische Erholung (engl. <i>dynamic recovery</i>)
DRX	dynamische Rekristallisation (engl. <i>dynamic recrystallization</i>)
EB	Entnahmebereich des Schmelzofens
EBSD	Elektronenrückstreubeugung (engl. <i>electron backscatter diffraction</i>)
EDS	energiedispersive Röntgenspektroskopie
Fe	Element Eisen
FEM	Finite Elemente Methode
FLC	Grenzformänderungskurve (engl. <i>forming limit curve</i>)
FLD	Grenzformänderungsschaubild (engl. <i>forming limit diagram</i>)
GBS	Korngrenzengleiten (engl. <i>grain boundary sliding</i>)

GE	Gleitebene
GEH	Gestaltänderungshypothese
GFÄ	Grenzformänderung
GGZ	thermodynamischer Gleichgewichtszustand
Gl.	Gleichung, Formel
GUI	grafische Benutzeroberfläche (engl. <i>graphical user interface</i>)
hdp	hexagonal dichteste Kugelpackung
KAM	lokale Missorientierung (engl. <i>kernel average misorientation</i>)
Li	Element Lithium
Mg	Element Magnesium
Mn	Element Mangan
NR	Normalenrichtung (Bleche)
ODF	Orientierungsverteilungsfunktion (engl. <i>orientation distribution function</i>)
PFA	Porenflächenanteil
PVA	Porenvolumenanteil
QR	Querrichtung (Bleche)
REM	Rasterelektronenmikroskop
ROI	Messbereich (engl. <i>region of interest</i>)
RT	Raumtemperatur
RVE	repräsentatives Volumenelement
Si	Element Silizium
SB	Sichtbereich im Rasterelektronenmikroskop
Sn	Element Zinn
TRC	Gießwalzen (engl. <i>twin-roll casting</i>)
UWS	Untersuchungswerkstoff
WR	Walzrichtung (Bleche)
WUMSI	Warmumformsimulator
ZE	Zwillingsebene
Zn	Element Zink
Zr	Element Zirkon

Tabellen- und Abbildungsverzeichnis

Tabelle 1:	Bezeichnung der verfügbaren Gleitsysteme des Mg [16].....	7
Tabelle 2:	Literaturzusammenstellung von CRSS bei RT ausgewählter Umformmechanismen von Mg-Legierungen in MPa nach [43]	11
Tabelle 3:	Triaxialitätsfaktor η , Lode-Parameter L und normierter Lode-Winkel θ der wesentlichen Spannungszustände in der Blechumformung nach [149, 150]	33
Tabelle 4:	allg. Einteilung der Ansätze für die duktile Schädigungsmodellierung.....	44
Tabelle 5:	GTN-Modellparameter für AZ31 von 100 °C bis 300 °C nach [213, 214]	49
Tabelle 6:	mittels Funkenspektrometer ermittelte chemische Zusammensetzung des UWS in Masse-%	55
Tabelle 7:	Kameraeinstellungen für die hochaufgelöste Dehnungsmessung mittels DIC	76
Tabelle 8:	Modelle, Subroutinen und Randbedingen der durchgeführten numerischen Simulationen; die jeweilige Funktionsweise ist dem Ergebnisteil der vorliegenden Arbeit zu entnehmen	86
Tabelle 9:	Modellkoeffizienten des kombinierten Fließkurvenansatzes.....	104
Tabelle 10:	Parameter der Näherungsgleichung zur Berechnung der senkrechten Anisotropie	106
Tabelle 11:	angenommene CRSS der Gleitsysteme in der Texturmodellierung aus der Literaturzusammenstellung nach MAY [21] und BARNETT [23]	124
Tabelle 12:	Zusammenstellung der ermittelten Parameter für das GTN-Modell in Abhängigkeit der Temperatur für AZ31 Feinblech.....	137
Tabelle 13:	Parameter der Gleichung zur Approximation der Temperaturverteilung ..	138

Abbildung 1:	MILLER-BRAVAIS-Koordinatensystem und Atomanordnung in der hexagonalen Elementarzelle (a); räumliches Modell und Stapelfolge (b), nach [8]	4
Abbildung 2:	Darstellung des Gleitmodells bei der Umformung eines Zugstabs (a); Bestimmung der resultierenden Schubspannung nach dem SCHMID'schen Schubspannungsgesetz (b)	6
Abbildung 3:	schematische Darstellung der basalen, prismatischen und pyramidalen Gleitebenen in Bezug zur hexagonalen Elementarzelle des Mg.....	7

Abbildung 4:	Temperaturabhängigkeit der CRSS für Gleitsysteme in Mg; eine Literaturzusammenstellung nach MAY [21] und BARNETT [23] (schwarz/rot i.d.R.).....	9
Abbildung 5:	schematische Darstellung des Umklappmechanismus einer hdp-Elementarzelle zu einem Druck- (a) bzw. Zugzwilling (b) mit Zwillingssebene (ZE) und Verschiebungsrichtung in rot.....	10
Abbildung 6:	schematische Darstellung des Korngrenzengleitmechanismus [52] (a); Dehnungsanteil der GBS an der Gesamtdehnung in Abhängigkeit von der Temperatur (b) [51].....	13
Abbildung 7:	Spannungs-Dehnungs-Diagramme von 1 mm dicken AZ31 Zugstäben bei verschiedenen Dehnraten (a) und Temperaturen (b) [56].....	14
Abbildung 8:	Rekristallisationsmechanismen in Abhängigkeit der Temperatur und des Umformgrads nach [69] (a); Verlauf der spannungsabhängigen Verfestigungsrate zur Ermittlung des kritischen Umformgrads einer AZ31 Legierung [73] (b).....	17
Abbildung 9:	schematische Darstellung (a) der ausgeprägten Basaltextur eines gewalzten Magnesiumblechs (NR-Normalenrichtung, QR-Querrichtung, WR-Walzrichtung) mit charakteristischer Polfigur in der QR-WR Messebene (b).....	18
Abbildung 10:	Spannungs-Dehnungs-Kurven von AZ31 Blech mit Basaltextur und Belastungsrichtung parallel zur Walzrichtung (a) nach [81]; Verlauf einer Verfestigungskurve hexagonaler Einkristalle mit ausgeprägter Zwillingsbildung (b) nach [88].....	19
Abbildung 11:	relative Aktivität der Umformmechanismen von basal texturiertem AZ31 während einachsiger Beanspruchungen bei RT und $0,005 \text{ s}^{-1}$ Umformgeschwindigkeit in der Blechebene parallel (a, c) und senkrecht (b, d) zur WR [85].....	21
Abbildung 12:	lichtmikroskopische Aufnahmen einer unter einachsigem Zug belasteten Magnesiumprobe im Ausgangszustand (a), mit 2 % Dehnung (b) und zum Zeitpunkt des Bruchs (c); die Pfeile und der rote Rahmen markieren die Rissinitiierung, die zum ganzheitlichen Versagen führten [107].....	24
Abbildung 13:	schematische Darstellung der duktilen Schädigungsmechanismen von der Mikroporenbildung, über das Porenwachstum, bis zur Koaleszenz der Poren und der Bildung eines Risses nach [117].....	26
Abbildung 14:	die in Abhängigkeit des Umformgrads herbeigeführte Anzahl von Hohlräumen pro mm^3 (a) und deren Radius (b) einer AZ31 Magnesiumlegierung unter Zugbelastung bei 400 °C [118].....	27

Abbildung 15:	lokale Spannungszustände in einem einfachen Ziehteil lösen unterschiedliche Dehnungszustände aus (a); in Abhängigkeit des Dehnungszustands liefert das Grenzformänderungsdiagramm den Zeitpunkt des Versagens (b) [10, 128].....	30
Abbildung 16:	räumliches Würfelement mit Schnittspannungen (rot) und Schnittbeugen für den Spannungszustand in einem Punkt P (a); Fließflächen nach VON MISES und TRESCA für beliebige Spannungszustände im Hauptspannungsraum (b)	35
Abbildung 17:	Vergleich der bekanntesten phänomenologischen Fließortmodelle anhand experimentell bestimmter Punkte mit der Aluminiumlegierung AA3103-0 [160] (a) und Magnesiumlegierung AZ31 [173] (b)	38
Abbildung 18:	Vergleich experimentell ermittelter Fließortpunkte mit Fließortmodellen nach BARLAT, LOGAN-HOSFORD und VON MISES anhand von 0,8 mm AZ31 Blech bei Umformgeschwindigkeiten 10^{-4} s^{-1} (a) und 10^{-2} s^{-1} (b) [174]	39
Abbildung 19:	experimentell ermittelte Fließorte von Mg mit Basaltextur in Abhängigkeit der Dehnung nach [180] (a); Modellierung der Fließorte für AZ31 mithilfe des CPB'06 Modells in Abhängigkeit der Dehnung nach [181, 182] (b).....	41
Abbildung 20:	Verläufe des r -Wertes für AZ31 bei RT (a) und 200 °C (b) und $0,02 \text{ s}^{-1}$ Umformgeschwindigkeit nach [184]; als Basis dienen einachsige Zugversuche mit den Entnahmerichtungen 0°, 45° und 90° zur WR.....	42
Abbildung 21:	Darstellung der Fließflächen im unbeschädigten, sowie geschädigten Zustand der Matrix (a); schematische Darstellung des Porenwachstums innerhalb eines RVEs bei einachsiger, sowie hydrostatischer Belastung (b)	45
Abbildung 22:	schematische Darstellung der Vorgehensweise zur Entwicklung eines gekoppelten Schädigungsmodells für 1,0 mm AZ31 Feinblech.....	54
Abbildung 23:	die graue α -Mg Matrix, schwarze Korngrenzen und helle Partikel zweiter Phase in einer rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme der polierten und geätzten Probenoberfläche (a); Flächenanteil, den jede Korngrößenkategorie über den gesamten Blechquerschnitt einnimmt, jeweils in 0°- und 90°-WR bestimmt (b).....	56
Abbildung 24:	Messergebnis einer EBSD-Analyse über den gesamten Blechquerschnitt, wobei die farbliche Darstellung die Ebenen der hexagonalen Elementar-	

	zellen parallel zur Blechoberfläche repräsentiert (a); zugehörige Darstellung der Missorientierungswinkel jedes Messpunktes – Korngrenzen ausgeschlossen (b)	57
Abbildung 25:	Darstellung der ODF der Basalebenen, prismatischen Ebenen und pyramidalen Ebenen in Form von Polfiguren in Bezug zur QR-WR Blechoberfläche (a); die berechneten ODF-Abschnitte bei $\varphi_2 = 0^\circ$ und 30° zeigen den charakteristischen Verlauf einer Fasertextur (b)	58
Abbildung 26:	mechanische Kennwerte des UWS ermittelt im einachsigen Zugversuch mit einer Messlänge von 80 mm und bei RT nach DIN EN ISO 6892	59
Abbildung 27:	Aufbau und Abmessungen der Schichtstauchproben (a); Anordnung der Proben im Stauchbecher und die Stauchachse (b)	62
Abbildung 28:	Kurvenverlauf einer reibwertkorrigierten Fließkurve des UWS bei 250°C und $0,1\text{ s}^{-1}$ (a); Veranschaulichung des Konvergenzverhaltens einer mittels des iterativen Verfahrens korrigierten Fließkurve des UWS nach zwei Iterationen (b)	65
Abbildung 29:	Aufbau des verwendeten Zug-/Druckmoduls für <i>in situ</i> REM-Bilder: (1) Kraftmessdose, (2) Kühlvorrichtung mit Kühlzöpfen, (3) Antriebsspindeln, (4) Spannvorrichtung, (5) Heizmodul mit Heizplatte, (6) Thermoelement	68
Abbildung 30:	Abmessungen (in mm) der drei verwendeten Mikrozugprobengeometrien zur experimentellen Simulation der Spannungszustände mit einem Triaxialitätsfaktor im Zentrum des Messbereichs von $\eta \approx 0,5$ bis $\eta \approx 0$	68
Abbildung 31:	REM-Aufnahme der Oberfläche einer bis zum Bruch belasteten Probe, wobei die Sichtbereiche SB-1 und SB-2 markiert sind (a); beispielhafter Kraft-Weg-Verlauf mit Relaxationseffekten aufgrund der Unterbrechungen für die langwierigen REM-Aufnahmen (b)	70
Abbildung 32:	Beispiel einer rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme einer bis zum Bruch beanspruchter AZ31-Zugprobe (a), anhand welcher die Markierungen der Poren (b) zu einen binären Datensatz (c) verarbeitet wurden	72
Abbildung 33:	Konturdiagramme zur Darstellung des lokalen Porenflächenanteils in Abhängigkeit der Größe der Bezugsflächen; je kleiner die Bezugsfläche, desto höher ist der lokale Porenflächenanteil	72
Abbildung 34:	VORONOI-Zerlegungsverfahren zur Berechnung des lokalen PFA (a); Darstellung des lokalen PFA eines Probenquerschnitts, sowie die Mittelwertkurve aus 20 Linienschnitten (b); Beispiel einer <i>in situ</i> DIC-Dehnungsanalyse zur Korrelation mit dem lokalen PFA (c)	73

Abbildung 35:	Aufbau der biaxialen Prüfapparatur BTA-840: (1) neuentwickelte Kreuzprobe, (2) hydraulischer Vorschubzylinder, (3) Werkzeugkühlung, (4) Probenbefestigungsschrauben, (5) Digitalkamera für die optische Dehnungsmessung, (6) diffuse Beleuchtungsröhren, (7) Aluminiumprofilrahmen für die Kamera und Beleuchtung	75
Abbildung 36:	Aufnahmen der Kalibrierschablone direkt auf der Probenoberfläche (a); das MATLAB Tool „Camera Calibrator“ detektiert die Koordinaten der Kreuzungspunkte und des Ursprungs; die Koordinaten anhand der berechneten Entzerrungsmatrix werden wieder auf die Aufnahme projiziert (b)	76
Abbildung 37:	Schematische Darstellung der ROI des MATLAB Skripts zur Identifikation des Versuchsstarts (a); anhand des charakteristischen Verlaufs des Korrelationskoeffizienten ist die Zuordnung der Startsequenz jedes Videos eindeutig möglich (b)	77
Abbildung 38:	Probenabmessungen und –entnahmerichtungen für die Flachzugversuche; die Bohrungen sind zum Durchstecken der Befestigungsschrauben, damit die Probe zwischen zwei Werkzeugen flächig eingespannt wird (Kerbwirkung vermeiden)	78
Abbildung 39:	Abmessungen der neuentwickelten Kreuzzugproben; die Bohrungen sind zum Durchstecken der Befestigungsschrauben, damit die Probe zwischen zwei Werkzeugen flächig eingespannt wird (Kerbwirkung vermeiden)	80
Abbildung 40:	GUI, in welcher per Mausklick der Bereich der lokalisierten Dehnung (a) oder die Probenmitte (b) vom Benutzer markiert werden kann; es folgt die automatische Platzierung des Analyserasters, der Linienschnitte, des virtuellen Extensometers und die Ausgabe der Ergebnisse in Form von Diagrammen und Tabellen	81
Abbildung 41:	Abmessungen der fünf unterschiedlich taillierten Blechproben (a); Schnittansicht des Streckziehwerkzeugs mit umgeformter Blechprobe (b)	83
Abbildung 42:	Falschfarbendarstellung des Vergleichsumformgrads einer tiefgezogenen Blechprobe unmittelbar vor der Rissbildung (a); Hauptformänderung gemessen entlang eines Linienschnittes (b)	84
Abbildung 43:	Vernetzung der FEM-Modelle für die <i>in situ</i> Zugprüfung mit gekerbtem Zugprobenkörper aus 21.030 Elementen (a), einachsigen Zugprobenkörper aus 20.985 Elementen (b) und Scherzugprobenkörper aus 25.215 Elementen (c); mittels Verfeinerungsboxen wurde die Vernetzung im	

	Bereich der Beanspruchung verfeinert; der Verlauf des Spannungszustands wird über drei Post-Partikel (P1-P3) verfolgt.....	87
Abbildung 44:	Vernetzung des FEM-Modells mit 22.250 Elementen für die Flachzugversuche (a); die Subroutine usinc.f liefert den Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der z -Koordinate jedes Elements (b) und user_fstress.f liefert die Fließspannung des UWS (c); die Position der Post-Partikel ist identisch zu dem Post-Processing der Experimente	88
Abbildung 45:	biaxialer Zug als Randbedingungen für die numerische Entwicklung der Kreuzzugproben mit zentrierter induktiver Probenerwärmung auf 250 °C (a), wodurch die Fließspannung lokal beeinflusst wird (b)	89
Abbildung 46:	aus der Literatur übernommene Konzepte für Kreuzzugprobegeometrien; die Varianten (a)-(c) bieten jeweils Variation in den Proportionen des Kerbgrunds und des Auslegers.....	90
Abbildung 47:	Vernetzung des FEM-Modells mit 320.000 Elementen für die Kreuzzugversuche (a); die Position der Post-Partikel ist identisch zu dem Post-Processing der Experimente (b)	91
Abbildung 48:	Vernetzung des FEM-Modells mit 36.000 Elementen für die Nakajima Tiefungsversuche (a); die Anordnung der Post-Partikel entspricht dem Linienschnittverfahren im Experiment	92
Abbildung 49:	lichtmikroskopische Aufnahmen des Querschnitts geprüfter Schichtstauchproben bei 300 °C (a), 200 °C (b) und RT (c).....	93
Abbildung 50:	Lichtbilder metallografisch präparierter Schichtstauchproben, in denen Körner teilweise über die Grenzschicht hinaus gewachsen sind und darauf deuten, dass die Blechoberflächen eine stoffschlüssige Verbindung eingegangen sind (a); Überreste des Kleisters sind stellenweise als Agglomerate wiederzufinden (b)	94
Abbildung 51:	Fließspannung k_{f0} in Abhängigkeit der logarithmisch dargestellten Umformgeschwindigkeit und Fit-Kurven für verschiedene Temperaturen (a); Änderung der Fließspannung k_{f0} in Relation zur Temperatur für verschiedene Umformgeschwindigkeiten (b); aus der Auftragung entsprechend der Arrhenius-Gleichung, liefern die Anstiege die Aktivierungsenergie Q_A (c).....	96
Abbildung 52:	Fließspannung k_f in Abhängigkeit der logarithmisch dargestellten Umformgeschwindigkeit und Fit-Kurven (a); aus der Auftragung entsprechend der Arrhenius-Gleichung, liefern die Anstiege der linearen Approximation die Aktivierungsenergie Q_A für den GGZ (c).....	98

Abbildung 53:	korrigierter Fließspannungsverlauf in Abhängigkeit des Umformgrads für Temperaturen von RT bis 350 °C und Umformgeschwindigkeiten von 0,01 s ⁻¹ (a), 0,1 s ⁻¹ (b) und 1 s ⁻¹ (c); der kombinierte Kalt-/Warmfließkurvenansatz nach Gl. 58 ist jeweils als durchgezogene Linie dargestellt; aus der Berechnung der effektiven Aktivierungsenergie folgte die numerische Approximation der Fließspannung in Abhängigkeit des ZENER-HOLLOMON-Parameters Z (d).....	99
Abbildung 54:	Ermittlung der kritischen Fließspannung zum Beginn der DRX über den Wendepunkt im Kocks-Mecking-Plot (a) und das lokale Minimum im Verlauf der spannungsbezogenen Verfestigungsrate (b) für $\varphi = 0,1$ s ⁻¹ ; die Fließspannung des GGZ zeichnet sich durch den zweiten Nulldurchgang der Verfestigungsrate ab	101
Abbildung 55:	Abhängigkeit der kritischen Umformgrade für den Beginn der DRX mit φ_{krit} und vollkommene DRX mit φ_{GGZ} vom ZENER-HOLLOMON-Parameter Z (a); analog die Abhängigkeit des Verfestigungsexponenten n (b).....	102
Abbildung 56:	sigmoidaler Verlauf des eingesetzten Wichtungsterms δ_f für den kombinierten Fließkurvenansatz aus Gl. 58 als Funktion der Temperatur (a); Einfluss von Temperatur und Umformgeschwindigkeit auf den Wichtungsterm δ_w im Warmfließkurvenansatz entsprechend Gl. 61 (b)	103
Abbildung 57:	neun Kurvenverläufe der lokalen r_θ -Werte für Flachzugversuche bei 250 °C und dreifacher Belegung (a); trotz der großen Streuung im Anfangsbereich, zeigen die einzelnen Approximationen nur sehr geringe Abweichungen (b)	106
Abbildung 58:	Darstellung der experimentell ermittelten, sowie approximierten r_0 -Werte für die Prüftemperaturen RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d)	107
Abbildung 59:	Darstellung der r -Werte, die zu Beginn der Umformung vorherrschen (a); im Sättigungsbereich bleiben die r -Werte konstant (b)	108
Abbildung 60:	zur Klärung des Geschwindigkeitseinflusses wird die Unter- und Obergrenze des Gültigkeitsbereichs 0,01 s ⁻¹ (a) und 1 s ⁻¹ (b) mit der Umformgeschwindigkeit der Approximation bei 250 °C (0,25 s ⁻¹) verglichen	109
Abbildung 61:	Vergleich der diskretisiert bzw. akkumulativ ermittelten r_0 -Wertverläufe für Flachzugversuche (0,25 s ⁻¹) bei RT (a) und 250 °C (b); die x -Achse stellt jeweils den lokalen Umformgrad aus der DIC-Analyse bzw. den Gesamtumformgrad über den Traversenweg dar	110

Abbildung 62:	Verlauf der HILL'48 Koeffizienten in Abhängigkeit des Umformgrads bei 250 °C.....	111
Abbildung 63:	Fließortkurven nach der Parametrisierung aus Flachzugversuchen (0,25 s ⁻¹) bei RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d); die Darstellung bezieht sich jeweils auf die (σ_1, σ_2)- und (σ_1, σ_3)-Betrachtungsebene; die Fließorte sind in Abhängigkeit der Fließspannungen k_{f0} , k_{fmax} bzw. k_{fGGZ} gezeichnet (schwarz/rot)	112
Abbildung 64:	Ergebnis der Punktverfolgung P1-P3 für die gekerbten Mikrozugprobenkörper; der Verlauf des Triaxialitätsfaktors η (a) und des Lodeparameters L (b) ist jeweils in Abhängigkeit der Gesamtprobendehnung dargestellt.....	114
Abbildung 65:	Ergebnis der Punktverfolgung P1-P3 für die Mikrozugprobenkörper des einachsigen Zugs; der Verlauf des Triaxialitätsfaktors η (a) und des Lodeparameters L (b) ist jeweils in Abhängigkeit der Gesamtprobendehnung dargestellt	115
Abbildung 66:	Ergebnis der Punktverfolgung P1-P3 für die Scherzugprobenkörper; der Verlauf des Triaxialitätsfaktors η (a) und des Lodeparameters L (b) ist jeweils in Abhängigkeit des relativen Versatzes s dargestellt	116
Abbildung 67:	Ergebnisdarstellung der FEM-Simulation des Scherzugprobenkörpers für einen Versatz von 0,1 mm und 1 mm; Betrachtet werden jeweils der lokale Triaxialitätsfaktor (a) sowie der Umformgrad (b)	116
Abbildung 68:	Oberfläche einer bei 150 °C belasteten Zugprobe (Beanspruchungsrichtung durch blaue Pfeile gekennzeichnet, verfolgtes Partikel rot eingekreist); die Gesamtumformgrade der Probe entsprechen 0,25 (a), 0,35 (b) und 0,45 (c)	117
Abbildung 69:	Vergleich der Kornorientierungen einer analysierten Korngruppe vor der <i>in situ</i> Zugprüfung (a) und mit der lokalen Umformgradverteilung mittels DIC während der <i>in situ</i> Zugprüfung (b); die EBSD Messung ist im Vergleich zur DIC Messung (0,33 Gesamtumformgrad bei 350 °C) nicht durch die Umformung verzerrt.....	118
Abbildung 70:	Oberfläche einer bei 150 °C belasteten Scherzugprobe (Scherzugrichtung durch blaue Pfeile gekennzeichnet, verfolgtes Partikel rot eingekreist); der relative Versatz der Scherzone beträgt 0,5 (a), 0,8 (b) und 1 (c).....	119
Abbildung 71:	einachsige Zugproben bei $\varphi = 0,1$ (Zugrichtung horizontal): Zunahme der GBS-Aktivität von RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) bis 350 °C (d); bei $\varphi = 0,26$: geringere Erscheinung von Gleitlinien von RT (e), 150 °C (f), 250 °C (g) bis 350 °C (h).....	120

Abbildung 72:	beispielhafte Darlegung wie sich die Oberflächen einachsiger Zugproben bei 250 °C (a) im Vergleich zu 350 °C (b, c) unterschieden haben; DRX führt zur sichtbaren Kornneubildung an der freien Oberfläche.....	121
Abbildung 73:	Texturanalyse in der Blechebenenmitte im Ausgangszustand (a) und nach der einachsigen Zugprüfung von Mikrozugproben bei RT und 30 % Gesamtdehnung (b) sowie 250 °C und 70 % Gesamtdehnung (c)	123
Abbildung 74:	mithilfe des Taylor-Modells wurde über Dehnungstensoren analog der Versuchsbedingungen bei RT (a) und 250 °C (b) Verformungstexturen modelliert	125
Abbildung 75:	Ergebnisse der Texturmodellierung, wenn lediglich Basalgleitung und {10-12}-Zugzwillinge bei RT aktiviert sind; die Abweichungen zum Experiment sind hier sehr groß	125
Abbildung 76:	Darstellung der maximal möglichen Schmidtfaktoren von Körnern einer EBSD Messung des UWS, wenn alle Gleitsysteme bei einachsiger Zugbelastung betrachtet sind (a); Darstellung des theoretisch aktivierten Gleitsystems, wenn der Schmidtfaktor mit der CRSS bei einachsiger Zugbelastung und RT multipliziert ist (b); Polfiguren zur Darstellung des Schmidtfaktors der jeweiligen Gleitsysteme bei beliebiger Belastungsrichtung, wenn die Basalebenen der hexagonalen Elementarzelle parallel zur Betrachtungsrichtung der Polfiguren steht (c).....	126
Abbildung 77:	REM Aufnahmen der Bruchflächen nach der Prüfung der einachsigen Mikrozugproben bei RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d); die markierten Bereiche deuten auf den Zusammenschluss mehrerer herangewachsener Poren.....	128
Abbildung 78:	Bruchflächen von Scherzugproben nach der Prüfung bei RT (a) und 250 °C (b).....	129
Abbildung 79:	experimentell ermittelte Parameter des GTN-Modells für duktile Schädigung mithilfe gekerbter Mikrozugproben (a) und einachsigen Mikrozugversuchen (b) bei RT, 150 °C, 250 °C und 350 °C.....	131
Abbildung 80:	REM-Aufnahmen des Probenquerschnitts einer bei 350 °C geprüften Zugprobe in einem Bereich mit ca. 5 % lokaler Dehnungen (a) und näher an der Bruchfläche mit ca. 20 % lokaler Dehnung (b).....	133
Abbildung 81:	REM Aufnahmen eines Partikelbruchs (a) und des Ablösens eines Partikels von der Matrix (b) die zur Porenbildung führten; Statistik über die analysierten Poren, welche nach der Prüfung noch in direktem Kontakt zu Partikeln standen (c).....	133

Abbildung 82:	Verlauf der spezifischen Porenvolumenanteile nach der Kalibrierung der Wachstumsparameter für die Temperaturen RT (a), 150 °C (b), 250 °C (c) und 350 °C (d).....	136
Abbildung 83:	markierter Linienschnitt und die maximale Temperatur in der Thermografieaufnahme eines Flachzugversuches bei 250 °C (a); Verlauf der Prüftemperaturen 150 °C, 250 °C und 350 °C im Vergleich zur numerischen Approximation (b).....	139
Abbildung 84:	Vergleich der Kraft-Weg-Kurven in experimenteller und numerischer Simulation bei 5 mm/s Traversengeschwindigkeit und 0°-Entnahmerichtung, ohne Kalibrierung des Fließkurvenansatzes (a); der Vergleich selbiger Kraft-Weg-Kurven mit Kalibrierung des Fließkurvenansatzes zeigt eine hohe Übereinstimmung (b).....	140
Abbildung 85:	Dehnungslokalisierung in Abhängigkeit der Ausgangsformen; farbliche Darstellung der Blechdicke nach der biaxialen Zugbelastung in numerischer Simulation	142
Abbildung 86:	Vergleich der Blechdickenreduzierung bei biaxialer Umformung, wenn die Probe mittig auf 250 °C aufgewärmt wird (a) bzw. gleichzeitig im Bereich des Kerbgrunds gezielt abgekühlt wird (b).....	144
Abbildung 87:	die Dehnungslokalisierung lässt sich durch die Position der Aussparungen relativ zum Kerbgrund, sowie der Kerbgrundgeometrie stark beeinflussen.....	144
Abbildung 88:	Aussparungen mit Tröpfchenform liefern eine homogene Dehnungsverteilung im Messbereich.....	145
Abbildung 89:	markierter Linienschnitt und die maximale Temperatur in der Thermografieaufnahme einer Kreuzzugprobe bei 250 °C (a); Verlauf der Prüftemperaturen 150 °C, 250 °C und 350 °C im Vergleich zu den Randbedingungen der FEM (b).....	146
Abbildung 90:	Darstellung des Triaxialitätsfaktors aus der numerischen Simulation der Dehnungszustände des einachsigen Zugs (a), der ebenen Dehnung (b) und des Streckziehens (c), die mithilfe der neuentwickelten Kreuzprobengeometrie eingestellt wurden.....	147
Abbildung 91:	numerische Simulation der Temperaturverteilung eines Kreuzzugversuches bei 150 °C (a); der Dehnungszustand des Streckziehens bei 150 °C verursacht das Versagen der Probe im Bereich des Auslegers, sowohl in der numerischen (b) als auch der experimentellen Simulation (c)	147
Abbildung 92:	hohe Übereinstimmung in der Darstellung der experimentellen Dehnungsanalyse (a) im Vergleich zur numerischen Simulation (b) von	

	Kreuzzugproben während des Streckziehens bei 250 °C; der lokale PVA bildet sich beim Dehnungszustand des Streckziehens ähnlich der Umformgradverteilung aus (c).....	148
Abbildung 93:	der Vergleich der maximalen Umformgrade bei 350 °C liefert im Experiment (a) die gleichen Absolutwerte wie die numerische Simulation (b); auch das Schädigungsverhalten welches sich im Experiment (c) darbot, konnte numerisch exakt abgebildet werden	149
Abbildung 94:	Vergleich der Absolutwerte der Kraft-Weg-Daten (a) und Umformgrade entlang der Linienschnitte (b) aus der experimentellen und numerischen Simulation	150
Abbildung 95:	inhomogene Temperaturverteilung am Ende des Tiefungsversuchs bei 1 mm/s für den Fall voller Blechronden (a) sowie taillierter Blechproben (b).....	151
Abbildung 96:	Gegenüberstellung der Stempelkraft in experimenteller und numerischer Simulation unterschiedlich taillierter Blechproben bei 250 °C und Stempelvorschubgeschwindigkeiten 1 mm/s (a) und 10 mm/s (b).....	152

Anhang

A - Kurzbericht AZ31 Coil 418-3 (Herstellung)

- Gießwalzparameter

Banddicke	Temperatur der Schmelze <i>Ofen EB</i>	Bandgeschwindigkeit	Temperatur der Schmelze am Gießdüsenaustritt		
			<i>AS</i>	<i>Mitte</i>	<i>BS</i>
5,188 mm	708 °C	1,10 m/min	701 °C	694 °C	703 °C

- am Gießwalzgerüst

Walzkraft		Drehmoment		Walzspalt	
AS	BS	Oberwalze	Unterwalze	AS	BS
361 t	376 t	106 kNm	101 kNm	3,88 mm	3,82 mm

- Thermomechanische Behandlung bis 1,0 mm Endbanddicke in chronologischer Folge (Bandbreite 720 mm)

Glühbehandlung	Vorwalzen	Zwischenglühen	Fertigwalzen
460 °C, 1 h Heizen	2 Stiche mit	460 °C, 1 h Heizen	2 Stiche
460 °C, 4 h Halten	120 m/min	460 °C, 4 h Halten	(360 °C) 2,0 mm
↓	(360 °C) 5,188 mm	↓	↓ 100 m/min
440 °C, 2,5 h Kühlen	↓	440 °C, 2,5 h Kühlen	1,4 mm
440 °C, 7 h Halten	3,3 mm	440 °C, 7 h Halten	↓ 80 m/min
↓	↓	↓	1,0 mm (290 °C)
370 °C, 0,5 h Kühlen	2,0 mm (290 °C)	370 °C, 0,5 h Kühlen	
370 °C, 6 h Halten		370 °C, 6 h Halten	

B - Fotos Schichtstauchversuche



- Mithilfe der Markierungen an den Blechronden können die Schichten mit ihrer Walzrichtung zueinander ausgerichtet werden.

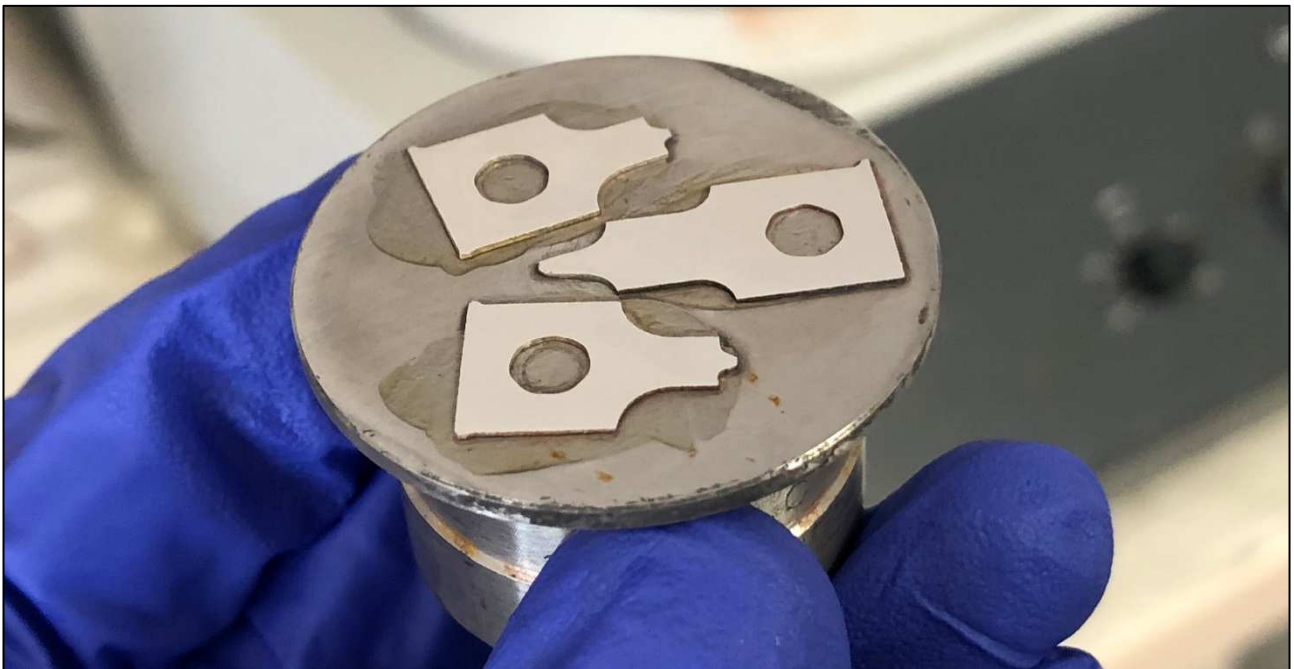


- Die gestauchten Proben zeigen eine annähernd runde Ausprägung mit einer gleichmäßigen Verteilung der einzelnen Schichten.

C - Fotos händische Probenpräparation

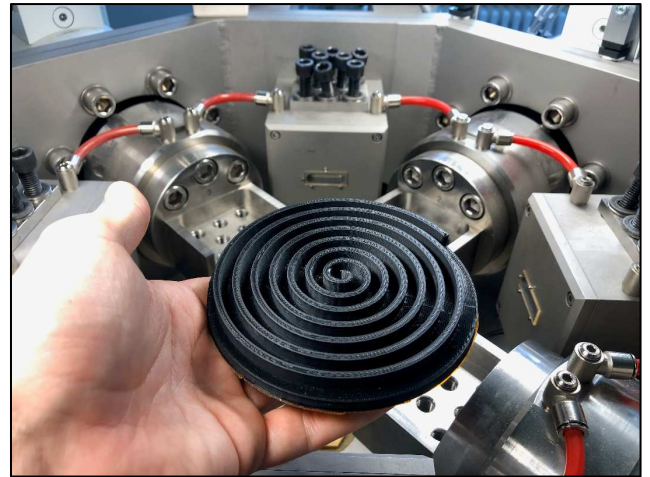


- die *AccuStop*-Vorrichtung erlaubt das Feinjustieren des Schleifabtrags (10 µm-Schritte)

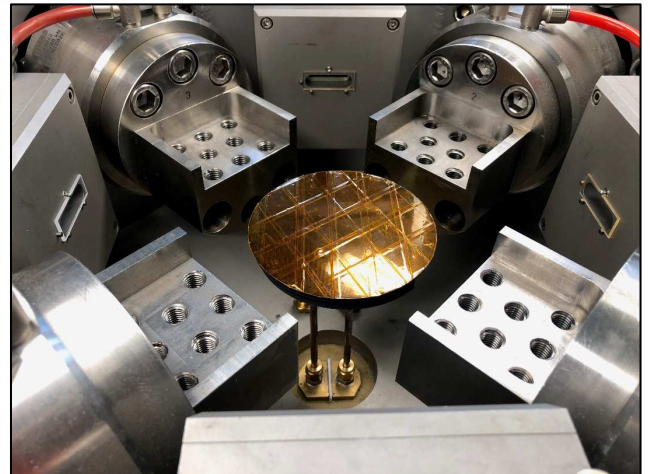
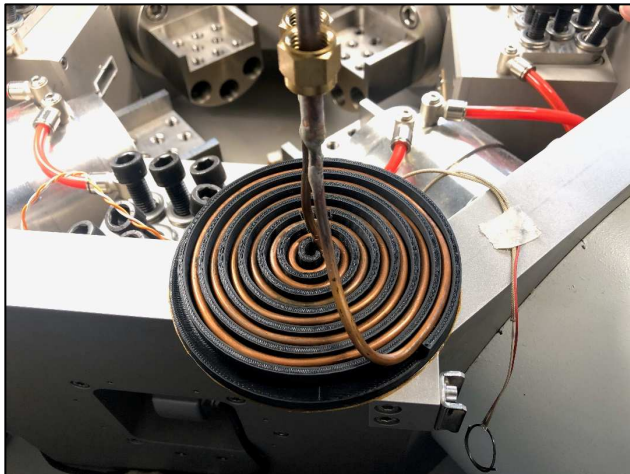


- die mittels Wachs fixierten Proben können nach dem Schleifen poliert werden

D - Fotos der modifizierten 120 mm Induktionsspule



- damit der Windungsabstand der Spule konstant bleibt, ist eine Hilfsvorrichtung mittels Kunststoff-3D-Druck hergestellt worden



- einmal miteinander befestigt und mit hitzebeständiger Folie beklebt, ist die exakte Zentrierung der Induktionsspule inklusive Hilfsvorrichtung möglich

E - Partielle Ableitungen für die gekoppelte Schädigungsmodellierung

$$\sigma_{\text{v Hill}} = \sqrt{\frac{F(\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + G(\sigma_{33} - \sigma_{11})^2 + H(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2}{+ 2L\sigma_{23}^2 + 2M\sigma_{31}^2 + 2N\sigma_{12}^2}} \quad \text{Gl. 77}$$

$$\Phi_{\text{H\&S,Hill,GTN}} = \left(\frac{\sigma_{\text{v Hill}}}{k_f}\right)^2 + 2q_1 f^* \cosh\left(\frac{3}{2}q_2 \frac{-p}{k_f}\right) - (1 + q_3 f^{*2}) \quad \text{Gl. 78}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{11}} &= \frac{2}{k_f^2} [G(\sigma_{11} - \sigma_{33}) + H(\sigma_{11} - \sigma_{22})] \\ &\quad + \frac{3}{2k_f} f^* \sinh\left(\frac{1}{2k_f} [\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}]\right) \end{aligned} \quad \text{Gl. 79}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{22}} &= \frac{2}{k_f^2} [F(\sigma_{22} - \sigma_{33}) - H(\sigma_{11} - \sigma_{22})] \\ &\quad + \frac{3}{2k_f} f^* \sinh\left(\frac{1}{2k_f} [\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}]\right) \end{aligned} \quad \text{Gl. 80}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{33}} &= -\frac{2}{k_f^2} [F(\sigma_{22} - \sigma_{33}) + G(\sigma_{11} - \sigma_{33})] \\ &\quad + \frac{3}{2k_f} f^* \sinh\left(\frac{1}{2k_f} [\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}]\right) \end{aligned} \quad \text{Gl. 81}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{12}} = \frac{4}{k_f^2} (N\sigma_{12}) \quad \text{Gl. 82}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{23}} = \frac{4}{k_f^2} (L\sigma_{23}) \quad \text{Gl. 83}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{31}} = \frac{4}{k_f^2} (M\sigma_{31}) \quad \text{Gl. 84}$$